ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 29 DÉCEMBRE 1941.

PRÉSIDENCE DE M. HYACINTHE VINCENT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS.

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SPECTROSCOPIE. — *Application à des molécules intéressantes de l'analyse nouvelle des spectres moléculaires. Étude des corps de la chimie biologique.* Note (¹) de M. **Henri Deslandres.**

La Note actuelle est la suite de deux Notes présentées sous le même titre le 21 juillet et le 1er décembre 1941, et qui exposent l'analyse de molécules biochimiques, considérées comme étant actuellement les plus intéressantes. Pour éviter les redites, je prie le lecteur de se reporter à ces deux Notes et même aux Notes antérieures.

La recherche a pour but principal de montrer que les molécules formées dans les êtres vivants sont soumises aux mêmes lois que les autres molécules, et en particulier que l'égalité nécessaire des fréquences émises par toutes les parties de la molécule, égalité imposée par l'étude du rayonnement, leur est aussi applicable.

La Note de juillet 1941 est consacrée aux hydrocarbures et surtout à l'hydrocarbure saturé, le dodécane $C^{12}H^{26}$, dont les 24 fréquences sont bien expliquées par les trois arrangements de ses atomes et électrons du type A^2 (A étant un atome ou groupe d'atomes), du type M-pH—H^p et du type CH^2—CH^3. Les autres hydrocarbures, très nombreux surtout dans les végétaux d'après les publications récentes, peuvent être expliqués de la même manière, et, jusqu'à présent, je n'en ai trouvé aucun auquel ce mode d'investigation n'apporte pas une contribution utile.

(¹) Séance du 2 décembre 1941.

L'arrangement A^2, qui est celui des molécules des corps simples, offre deux cas distincts. La molécule est divisible en deux parties qui ont le même nombre s' d'électrons activés (par sous-anneaux et anneaux) et, d'après la formule simple qui relie la fréquence au nombre s', l'égalité des fréquences des deux parties est assurée facilement. Or souvent, dans les molécules biochimiques, les nombres s' des deux parties sont différents, mais avec une différence qui est un petit nombre pair; l'ionisation intérieure peut alors intervenir pour réaliser l'égalité des nombres s' avec en plus l'avantage d'une liaison plus forte des deux parties. Parfois aussi, en particulier lorsque la différence des nombres s' est un nombre impair, les nombres s' primitifs sont conservés, et les fréquences élémentaires correspondantes sont différentes, mais deux harmoniques différents de ces fréquences sont égaux, et révélés par l'analyse. La loi des fréquences égales est ainsi maintenue.

La Note du 1er décembre est consacrée aux molécules formées avec les trois atomes C, H et O, dont le nombre est très élevé. Les six molécules analysées dans la Note, dont le spectre Raman a été relevé, sont présentées simplement comme exemples, et l'une d'elles, le cholestérol, est particulièrement intéressante, à cause de ses ionisations intérieures, qui sont fortes et nombreuses.

La Note actuelle examine les molécules formées avec un quatrième élément qui est le gaz azote N. Leur étude comporte, comme à l'ordinaire, deux étapes. On recherche d'abord, avec la formule brute et la formule de constitution, les divisions des atomes et électrons en deux parties dont les nombres s' d'électrons activables sont égaux ou ont une différence qui est un petit nombre pair et, dans la grande majorité des cas, ces nombres s' sont retrouvés dans l'analyse finale. Parfois cette analyse révèle un arrangement des atomes et électrons qui avait échappé à l'examen des formules; aussi, lorsqu'un composé de formule encore incertaine est découvert, est-il utile de photographier immédiatement, si possible, son spectre Raman, dont l'analyse peut fournir des indications utiles sur la constitution de la molécule.

Le tableau XXVIII ci-contre donne l'analyse des cinq molécules suivantes, choisies parmi celles qui ont paru les plus intéressantes, et dont le spectre Raman est connu :

L'acide cyanhydrique CHN; avec les arrangements CH—N et C—NH, les nombres s' communs sont 3, 5 et 7, 4 et 6 avec et sans ionisation.

L'urée $NH^2.CO.NH^2$; l'ionisation intérieure de CO donne les nombres s' communs 8, 12 et 16.

TABLEAU XXVIII. — *Analyse des fréquences infrarouges des molécules acide cyanhydrique* CHN, *urée* CH^4ON^2, *pyrrole* C^4H^5N, *glycocolle* $C^2H^5O^2N$ *et tyrosine* $C^9H^{11}O^3N$.

Note. — Les s' électrons activés dans les atomes et groupes d'atomes sont activés par anneaux (a.) ou par anneaux et sous-anneaux (a'.).

Molécule et mode d'excitation.	Intensité entre ( ) et fréquence (*) de la radiation en cm^{-1}.	Multiple correspondant de $d_1/s'r'$ et résidu.	Nombres s' d'électrons activés dans l'atome ou groupe d'atomes et nombre des sous-anneaux et anneaux activés (*a.* et *a'.*).
CHN Liquide Raman.... 14 électrons, 4 fréq.	$\nu=$ (12) 2095 =	$69d_1/5\times7$ +0,4	5 et 7 de CH et N 1a. et 2a. — 5 et 7 de N et CH 1a. et 2a.
			5 de CN 1a'. — 1 de H; 7 de C^- 2a. — 7 de NH^+ 2a.
		$71d_1/36$ +0,2	6 de C 2a. — 6 de NH 1a., 9 de CN 1a. — 1 de H.
CH^4ON^2 Liquide Raman. 32 électrons, 4 fréq.	$\nu=$ (4) 1009 =	$19d_1/20$ −0,4	10 de CO 1a. — 10 de $(NH^2)^2$ 1a'.
		$57d_1/60$ −0,4	12 de C^-NH^2 1a. — 12 de O^+NH^2 1a.
			15 de CH^3ON^2 1a'. — 1 de H.
	(2) 3230 =	$73d_1/24$ −1,8	8 de C^-NH^2 1a'. — 8 de O^+NH^2 1a'.
C^4H^5N Liquide Raman... 36 électrons, 9 fréq.	$\nu=$ (2) 608 =	$4d_1/7$ +0,9	14 de C^4H^3N 1a'. — 2 de H^2; 35 de C^4H^4N 2a. — 1 de H; 7×8—7 de CH et 8 de NH 2a.
		$39d_1/34\times2$ −1,4	34 de C^4H^3N 2a. — 2 de H^2.
	(1) 708 =	$d_1/3$ −0,3	6 de NH 1a. — 12 de C^4H^4 1a'.; 15 de C^4H^4N 1a'. — 1 de H; 18 de C^3 2a. — 18 de CH^5N 2a.; 3×4 et 5×6.
$C^2H^5O^2N$ Cristal Raman. 40 électrons, 12 fréq.	$\nu=$ (5) 1323 =	$56d_1/15\times3$ +0,8	15 de CO^2H^{++} 1a. — 15 de CNH^{4--} 1a.
			15 de C^2O^2N 1a'. — 5 de H^5.
		$71d_1/19\times3$ −0,5	19 de $C^2H^4O^2N$ 1a'. — 1 de H.
		$112d_1/10\times9$ +0,6	10 de CO^2H^+ 1a'. — 10 de CH^4N 1a'−1a'; 5×6
		$127d_1/17\times6$ −0,3	17 de CO^2H 1a. — 17 de CH^4N 2a.
	(3) 2964 =	$53d_1/19$ +0,2	19 de $C^2H^4O^2N$. — 1 de H.
		$67d_1/12\times2$ −2,1	12 de CO^2H^- 1a'. — 12 de CH^4N^+ 1a.
		$92d_1/11\times3$ +1,9	11 de CO^2H 1a'. — 13 de CH^4N 2a.
		$145d_1/13\times5$ +1,3	id. id.
	(3) 880 =	$24d_1/29$ +0,0	29 de $C^2H^4O^2N$. — 1 de H.
$C^9H^{11}O^3N$ Solution Raman. 96 électrons, 6 fréq.	$\nu=$ (10) 1620 =	$32d_1/21$ +1,0	21 de OHC^6H^4. — 23 de $C^3H^6O^2N$ 1a'.; 42 ou 6×7.
		$35d_1/23$ +3,1	id. id.
		$67d_1/44$ +2,1	22 de OH^6H^{4-}. — 22 de $C^2H^6O^2N^+$ 1a'.
		$61d_1/40$ −0,3	20 ou 4×5; 40 de $C^9H^7O^3N$ 1a'. — 4 de H^4.
		$96d_1/63$ +1,0	63 de $C^9H^4O^3N$ 1a. — 7 de H^7.
		$160d_1/35\times3$ +0,9	35 de OHC^6H^4. — 35 de $C^3H^6O^2N$ 1a.
	(9) 844 =	$35d_1/44$ −1,2	22 de OHC^6H^{4-}. — 22 de $C^2H^6O^2N^+$ 1a'.
		$50d_1/63$ +0,7	63 de $C^9H^4O^3N$ 1a. — 7 de H^7.
		$54d_1/68$ +0,2	68 de $C^9H^9O^3N$ 1a. — 2 de H^2.
	(6) 1216 =	$40d_1/35$ +1,7	35 de OHC^6H^4 1a. — 35 de $C^3H^6O^2N$ 1a.
		$48d_1/42$ +1,7	6×7 et $C^9H^9O^3N$ 1a'. — 2 de H^2.
		$55d_1/48$ −1,6	48 de OHC^6H^{4+}. — 48 de $C^3H^6O^2N^-$ 2a.

(*) Les fréquences du tableau sont tirées des mémoires suivants : CHN par DADIEU et KOHLRAUSCH, *Ber. d. chem. Ges.*, 63, 1930, p. 1657; CH^4ON^2 par THATTE et JOBLEKAR, *Phil. Mag.*, 19, 1935, p. 1116; C^4H^5N par BONINO et MANZONI, *Ricerca Sc.*, 1, 1936, p. 11; $C^2H^5O^2N$ par EDSAAL, *J. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 1; $C^9H^{11}O^3N$ par WRIGHT et LEE, *Nature*, 135, 1935, p. 300. Les intensités ajoutées à chaque fréquence sont comparables seulement pour les fréquences de la même molécule. De plus l'analyse de ces fréquences n'est pas complète; on a inséré seulement dans le tableau les parties les plus intéressantes.

Le pyrrole C^4H^5N ou C^4H^4-NH avec 36 électrons. Or C^3 a 18 électrons, soit la moitié des électrons, et le nombre s' commun 18 est possible; mais, *a priori*, avec cette molécule, l'arrangement du type A^2 ne s'annonce pas comme le plus fréquent.

Le glycocolle $C^2H^5O^2N$, acide aminé, ou $H.CH.NH^2.CO^2H$. Si on le divise en CH^4N et CO^2H, les nombres s' communs aux deux parties sont 17 et avec l'ionisation 10, 12, 15 et 20 ([2]).

La tyrosine, acide aminé cyclique, présent dans les graines et les pommes de terre, $C^9H^{11}O^3N$ ou $OHC^6H^4-C^3H^6O^2N$. Les nombres s' d'électrons activables dans ces deux parties sont 21, 35 et 49, 23, 35 et 47, d'où les nombres s' communs 35, et avec l'ionisation 22 et 48.

Le tableau montre que tous les nombres s' précédents se trouvent aussi dans l'analyse des fréquences; il signale aussi les fréquences attachées dans ces molécules aux arrangements du type M-pH—H^p et du type CH^2-CH^3. L'analyse du pyrrole révèle que ses fréquences sont dues surtout aux déplacements des atomes d'hydrogène; mais, dans l'ensemble, on vérifie une fois de plus sur ces molécules que chaque fréquence dite de vibration est un harmonique de plusieurs fréquences élémentaires liées à des arrangements différents des atomes et des électrons.

Si l'on considère toutes les molécules présentées dans cette Note et les deux précédentes, on est frappé du nombre et de l'importance des ionisations intérieures. Ces molécules biochimiques sont en général assez fragiles, étant formées de nombreux petits groupes d'atomes assez mal reliés les uns aux autres; l'ionisation leur permet de mieux résister aux

---

([2]) M. Sannié (*Bulletin de la Société Chimique de France*, 3 mai 1941) présente les spectres Raman de 22 acides α aminés. Au reçu de ce Mémoire j'ai examiné aussitôt le spectre de l'analine, en solution aqueuse de 17 %. L'alanine, qui est un monopeptide à chaîne linéaire, a été signalée dans presque tous les végétaux et elle entre dans la ocnstitution d'autres monopeptides, en particulier de la tyrosine. D'après sa formule de constitution $CH^3-CH(NH^2)-CO^2H$, elle est divisible en deux parties C^2H^6N et CO^2H dont les nombres s' d'électrons activables sont 13, 19 et 25, 11, 17 et 23, d'où, avec une ionisation simple, les s' communs 12, 18 et 24. Or son spectre est remarquable; la fréquence la plus intense, ν 1419, est égale aux 4/3 de la fréquence universelle d_1 (1062,5) et donc à $16d_1/12$, à $24d_1/18$ et $32d_1/24$. Une fréquence plus faible, ν 530, est égale à $d_1/2$ et donc à $6d_1/12$, $9d_1/18$, $12d_1/24$. Une Note spéciale sera consacrée à l'étude complète de l'alanine et aussi de la leucine, autre monopeptide, très répandue dans le monde animal.

causes de destruction, et, par une sorte de sélection naturelle, les molécules ionisées deviennent les plus nombreuses ([3]).

Dans les Notes qui suivront, j'appliquerai les mêmes méthodes d'investigation à des molécules plus complexes ou formées d'un nombre plus grand d'atomes différents, et j'aborderai l'étude de la chlorophylle qui est le corps le plus important de la vie végétale.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Le rendement en furfural de nos principaux bois indigènes.* Note de MM. **Gabriel Bertrand** et **Georges Brooks**.

Lorsqu'on saccharifie du bois ou un organe lignifié par chauffage avec de l'eau additionnée d'un acide fort, on obtient toujours une certaine quantité de furfural. La formation de cet aldéhyde est due principalement à l'existence de pentoses, en particulier de xylose, sous forme de combinaisons plus ou moins complexes, dans les membranes cellulaires.

Par hydrolyse ces sucres sont d'abord libérés, puis, subissant, au moins en partie, une cyclisation avec perte de trois molécules d'eau, sont transformés en furfural. La fraction ainsi transformée est d'autant plus grande, pour un même échantillon végétal, que la concentration de l'acide est plus forte, la température plus élevée et la durée du chauffage plus prolongée. On peut, en modérant les conditions d'activité du réactif hydrolytique, réaliser la séparation à peu près complète des pentoses en ne produisant qu'une très petite quantité de furfural, ou bien, au contraire, en renforçant ces conditions, obtenir une transformation pour ainsi dire d'emblée et totale des composés furfurogènes.

La production quantitative du furfural ne présente pas seulement un intérêt théorique tenant aux rapports qui unissent cette substance à la composition chimique des tissus lignifiés, elle est aussi d'ordre pratique depuis que le furfural, appelé plus communément furfurol, a reçu des applications industrielles. Cette double considération explique pourquoi nous avons entrepris d'évaluer les proportions de furfural qu'il est possible

---

([3]) Les raies Raman de ces molécules sont souvent larges et parfois très larges, sans être nécessairement des bandes. Il conviendra de les photographier avec des spectrographes plus dispersifs, maintenus à une température constante. Les astronomes ont réalisé plusieurs dispositifs simples qui assurent la constance de la température; la netteté des raies est plus grande et la pose plus courte. La précision des mesures est augmentée, et j'ajoute que les lois appuyées sur le rayonnement des atomes sont en général vérifiées d'autant mieux que les mesures sont plus précises.

d'obtenir, dans des conditions déterminées et toujours les mêmes, à partir de nos principales espèces de bois indigènes.

Nos expériences ont porté sur 13 espèces d'Angiospermes et sur 5 de Gymnospermes, ainsi que sur le bois de tronc ou sur le bois de branche de presque toutes ces espèces; elles ont, d'autre part, été effectuées sur les mêmes échantillons que ceux déjà étudiés par nous à d'autres points de vue ([1]). Un mode opératoire en trois temps a été adopté.

Dans le premier temps, on libère les pentoses par une hydrolyse assez douce, donc à une faible concentration d'acide (HCl à 2 % et 5 heures d'ébullition au réfrigérant ascendant), de manière à respecter le plus possible la cellulose et les sucres qui passent en solution; dans le deuxième temps, on augmente la teneur en acide du liquide sucré au point qui assure la transformation des pentoses en furfural avec le meilleur rendement (HCl à 12 %), et l'on sépare cet aldéhyde par distillation; dans le troisième temps enfin, on dose le furfural en le combinant avec la dinitrophénylhydrazine et en pesant l'hydrazone, cristallisée et insoluble, qui se précipite ([2]).

Les résultats que nous avons obtenus sont résumés dans le tableau ci-dessous, tableau dans lequel les chiffres sont rapportés à la matière sèche de chaque échantillon de bois, déterminée par chauffage à 100° dans une étuve électrique :

Espèce.	Furfural % de matière sèche. Tronc.	Branche.	Espèce.	Furfural % de matière sèche. Tronc.	Branche.
Angiospermes :					
Tilleul	6,26	6,87	Tremble	3,60	5,35
Érable champêtre	2,95	4,78	Aulne	2,61	4,98
» sycomore	4,15	–	Bouleau	2,58	5,10
Frêne	4,89	4,96			
Charme	9,68	10,26	*Gymnospermes :*		
Châtaignier	3,98	6,36	Épicéa	3,52	4,66
Chêne pédonculé	3,30	10,09	Mélèze	2,98	4,32
» rouvre	5,20	5,18	Pin maritime	2,39	4,97
Hêtre	2,43	5,16	» sylvestre	3,28	4,96
Peuplier	4,83	–	Sapin pectiné	3,80	3,57

([1]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 162; **207**, 1938, p. 952; **209**, 1939, p. 733; **210**, 1940, p. 773, et **212**, 1941, p. 739.

([2]) On trouvera la description du mode opératoire et d'autres détails dans le Mémoire qui sera publié ultérieurement.

Sans attribuer un degré excessif de précision au dosage du furfural effectué à partir du bois, il est permis de dire que deux notions nouvelles ressortent nettement de l'examen comparé des résultats :

1° Le bois des Angiospermes fournit ordinairement plus de furfural que celui des Gymnospermes.

2° Chez les Angiospermes aussi bien que chez les Gymnospermes, les proportions de furfural sont plus élevées dans le bois des branches que dans celui du tronc.

On trouve en effet,

	Tronc.	Moyenne.	Branches.	Moyenne.
Angiospermes (%).....	2,4 à 9,7	4,3	2,4 à 3,8	3,2
Gymnospermes (%).....	4,8 à 10,3	6,3	3,6 à 5,0	4,5

Ces différences s'ajoutent et, dans une certaine mesure, la corroborent, à celle que nous avons déjà signalée à propos de la teneur en glucides facilement hydrolysables du tronc et des branches ([3]); leur intérêt doit être retenu aussi bien au point de vue de la biochimie comparée des deux sous-embranchements de Phanérogames qu'à celui de l'origine et de l'évolution des substances incrustantes des membranes lignifiées.

Pratiquement, les résultats que nous avons obtenus démontrent que le bois et, plus économiquement, les déchets de bois peuvent être des sources avantageuses de préparation industrielle du furfural.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *De la grandeur relative des deux images rétiniennes dans certaines amétropies.* Note de M. **Armand de Gramont**.

Un même individu peut présenter des amétropies différentes d'un œil à l'autre : on constate parfois des myopies unilatérales demandant des corrections de plusieurs dioptries; le cas des hypermétropies prononcées est plus rare; mais certains sujets peuvent avoir été opérés de la cataracte d'un seul œil, l'autre ayant conservé une bonne acuité : ils souffrent de ce fait d'une différence de puissance qui dépasse dix dioptries; le calcul montre que le rapport linéaire des deux images rétiniennes doit être alors voisin de 1,3.

Dans ces deux cas, le fusionnement binoculaire est pratiquement aboli. Nous avons donc recherché chez de tels sujets si la modification de grandeur relative des deux images rétiniennes pouvait le rétablir; ceci implique

([3]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 162.

une combinaison optique réalisant, non pas toujours l'égalité de grandeur de ces images rétiniennes, mais bien le rapport qui convient au sujet, rapport qui est parfois différent de l'unité.

Cette combinaison devra, d'une part, corriger l'amétropie de l'œil intéressé, d'autre part donner une image rétinienne d'une certaine grandeur, mais en tenant compte, s'il y a lieu, de la correction apportée à l'autre œil. On se trouve ainsi amené à calculer une combinaison optique dans laquelle la puissance d'une part, et la position du point nodal d'émergence de l'autre sont des grandeurs imposées, alors qu'en général le point nodal se trouve au voisinage de la lentille correctrice : en rapprochant le point nodal du cristallin, l'image rétinienne diminue et réciproquement.

Le premier problème à résoudre était donc, après avoir corrigé chaque œil séparément, de déterminer le rapport linéaire des deux images rétiniennes permettant le fusionnement. A cet effet, nous avons réalisé un appareil permettant d'amener respectivement devant les yeux du sujet deux images dont les dimensions relatives peuvent varier de façon continue. Le sujet, muni de verres correcteurs ordinaires, agit sur elles jusqu'à les faire coïncider par fusionnement en vision binoculaire. Cette opération ne présente pas de difficulté, même dans les cas d'amétropies différentielles prononcées.

On déduit de cet essai les grandeurs relatives des images rétiniennes au moment du fusionnement : ce sont celles-ci que devra respecter la combinaison optique cherchée.

Chez un premier sujet examiné, l'œil gauche était sensiblement normal et avait conservé toute son acuité ; l'œil droit avait été opéré de la cataracte. Les grandeurs relatives des deux images qui ont permis le fusionnement se rapprochaient de celles que l'on pouvait prévoir par le calcul ; nous avons alors constitué un système convergent à deux verres permettant de corriger le chromatisme et l'astigmatisme dans un champ d'environ 25° et tel que son plan principal d'émergence fût convenablement placé, c'est-à-dire, dans ce cas, au voisinage du cristallin.

Le résultat a été conforme aux prévisions : la grandeur apparente des objets s'est trouvée être la même pour les deux yeux, mais les muscles moteurs de l'œil opéré, qui n'agissaient pas depuis des années, demandent une rééducation.

Le deuxième cas, à l'opposé du précédent, était celui d'un sujet ayant un œil presque normal et dont l'autre présentait une myopie accentuée. Il n'avait jamais pu fusionner les images provenant de ses deux yeux ; la sen-

sation du relief stéréoscopique lui était inconnue. La correction a été obtenue au moyen d'un seul verre divergent dont les caractéristiques ont été déterminées au moyen de la même méthode. Le fusionnement binoculaire a été ainsi réalisé.

Il a été possible de suivre chez ce sujet le développement du sens stéréoscopique qui était nouveau pour lui et qui, par conséquent, demandait une certaine éducation; celle-ci s'est effectuée en quelques semaines, en même temps d'ailleurs que se transformait la perception du monde extérieur.

Nous avons, d'autre part, eu l'occasion de constater chez un sujet jeune des différences de grandeur d'images rétiniennes suffisamment accusées pour gêner la vision binoculaire et qui n'étaient pas justifiées par l'amétropie différentielle.

Le rétablissement de la vision binoculaire dans ces différents genres d'affections doit pouvoir éviter certains strabismes : quand le fusionnement est impossible, une des deux images devient gênante et se trouve rejetée par une défense de l'organisme en dehors de la fova.

M. **Maurice Caullery** fait hommage à l'Académie du livre qu'il vient de publier, *Organisme et Sexualité* (1), dans lequel il a envisagé dans leur aspect actuel les principales questions relatives à la détermination et à la différenciation des sexes chez les animaux. Il s'est efforcé d'y coordonner et d'y présenter, de façon aisément accessible, les principaux résultats obtenus, tant par la voie de l'observation que par celle de l'expérimentation, au cours des dernières années.

M. **Jacques de Lapparent** fait hommage à l'Académie d'un article intitulé *Logique des minéraux du granite*, extrait de la *Revue scientifique* (79e année, mai-juin 1941, pp. 284-292).

La logique des minéraux du granite apparaît dans ce fait que, à partir du complexe dont la roche devait sortir, un certain jeu de l'aluminium, qui implique la tétracoordination de celui-ci par rapport aux particules d'oxygène, s'est manifesté; jeu qui débute, s'accroît, atteint son paroxysme et cesse. Ce jeu, chimique, de l'aluminium fut accompagné du jeu, physique, des charpentes tétraédriques en (Al, Si) — O qui, progressivement,

(1) Un vol. *Encyclopédie scientifique, Bibliothèque de Biologie générale*, Paris, 1942, 342 p., 107 fig.

se compliquaient spatialement; jeu qui se poursuivait, celui de l'aluminium ayant cessé, pour produire le quartz.

Les phénomènes d'altération du granite rendent à l'aluminium tétracoordonné des feldspaths ses possibilités d'hexacoordination : il n'y a pas d'aluminium tétracoordonné dans les minéraux-argiles.

M. **Émile Guyénot** fait hommage à l'Académie d'un ouvrage intitulé : *Les sciences de la vie aux* XVIIe *et* XVIIIe *siècles. L'idée d'évolution.*

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** donne lecture de la lettre suivante :

Messieurs et honorés Confrères,

Au nom de l'Académie Royale de Belgique tout entière, et plus particulièrement de sa Classe des Sciences, j'ai l'honneur de vous prier d'agréer leurs vives et profondes condoléances pour la lourde perte que vient de faire notre savante Compagnie en la personne de M. Émile Picard, son Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques. Notre Académie s'honorait de compter cet illustre savant au nombre de ses membres associés, et c'est avec un sentiment de profonde tristesse que sa disparition est ressentie. Nous vous prions de croire à la très grande part que nous prenons à votre deuil et d'agréer l'expression de nos sentiments confraternels.

Le Secrétaire perpétuel,
Marc de Selys-Longchamp.

MM. **Jules Drach** pour lui et pour la Section de Mécanique; **Edmond Sergent**, membre non résidant; **Robert Esnault-Pelterie**, membre de la Section des applications de la science à l'industrie; **Henri Devaux**, **Paul de Peyerimhoff**, **Édouard Chatton**, Correspondants de l'Académie; **Jean Le Roux**, **Jules Sire** et **Henry Eyraud**, au nom de la Société mathématique de France; **H. Blin** et **David Sidersky** adressent l'expression de leurs sentiments de condoléance à l'occasion du décès de M. *Émile Picard*.

Mme Vve **Hélios Scaëtta** adresse des remercîments pour la distinction que l'Académie a accordée aux travaux de son mari.

Mme **Maurice Ramart**; Mlles **Geneviève Delpey**, **Dorothée Le Maître**; MM. **Maurice Chevassu**, **Raymond Ciry**, **Paul Danguy**, **Georges Darmois**, **Gaston Delépine**, **Henri Devaux**, **Adrien Foch**, **Henri Grenat**, **Henri**

Lefebvre, **Jean Rostand**, **Pierre Sémirot**, **Émile Sevin**, **Maurice Villaret** adressent des remercîments pour les distinctions que l'Académie a accordées à leurs travaux.

MM. **Jean Courtois**, **Raymond Jacquot**, **Désiré Leroux**, **Maurice Piettre**, **Jean Verge** adressent des remercîments pour les subventions qui leur ont été attribuées pour leurs recherches.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Henri Romagnesi. *Les Rhodophylles de Madagascar* (Entoloma, Wolania, Leptonia, Eccilia, Claudopus).

ARITHMÉTIQUE. — *Sur un nouveau théorème d'arithmétique.* Note de M. **M.-Victor Thébault**, présentée par M. Gaston Julia.

Théorème. — *Soit*

$$N = 123\ldots n$$

un nombre écrit dans le système de base $n+1$, *en plaçant les uns à la suite des autres, par ordre de grandeur croissante, les chiffres* 1, 2, 3, ..., n *employés dans ce système, à l'exception du chiffre* 0. *Si l'on forme le produit* $P = N\lambda$ *de ce nombre par un multiplicateur de deux chiffres,* $\lambda = \alpha\beta$, *dont la somme des chiffres,* $\gamma = \alpha + \beta$, *est un nombre inférieur à* n *et premier avec* n, *le produit s'écrira au moyen des chiffres* 0, 1, 2, 3, ..., n, *pris chacun une seule fois et convenablement permutés.*

Comme

$$Nn = N(n+1) - N = 123\ldots n0 - 123\ldots n = 111\ldots 101_{n+1},$$

l'indice rappelant le nombre des chiffres du nombre qui en est affecté, on a

$$N' = Nn\lambda = \alpha\gamma\gamma\ldots\gamma\beta\alpha\beta_{n+2}.$$

et le produit $P = N\lambda$ est le quotient de N' par n.

En effectuant la division par la règle habituelle, les premiers chiffres

(1) $\alpha,\quad r_1,\quad r_2,\quad \ldots,\quad r_{n-2},\quad r_{n-1},\quad r_n$

des dividendes successifs de deux chiffres

(2) $\alpha\gamma,\quad r_1\gamma,\quad r_2\gamma,\quad \ldots,\quad r_{n-2}\beta,\quad r_{n-1}\alpha,\quad r_n\beta,$

sont les restes des divisions par n des nombres

$$(3)\qquad \alpha,\quad \alpha\gamma,\quad \alpha\gamma\gamma,\quad \ldots,\quad \alpha\gamma\gamma\ldots\gamma,\quad \alpha\gamma\gamma\ldots\gamma\beta,\quad \alpha\gamma\gamma\ldots\gamma\beta\alpha;$$

le diviseur n étant égal à $(n+1)-1$, les chiffres de (1) sont aussi les restes des divisions par n des sommes

$$\alpha,\quad \alpha+\gamma,\quad \alpha+2\gamma,\quad \ldots,\quad \alpha+(n-2)\gamma,\quad (n-1)\gamma,\quad \alpha+(n-1)\gamma$$

des chiffres des nombres (3).

Si l'on néglige l'avant-dernier terme $(n-1)\gamma$ de cette suite, il résulte de la considération des autres que, γ étant premier avec n, les restes

$$\alpha,\quad r_1,\quad r_2,\quad \ldots,\quad r_{n-2},\quad r_n$$

sont inégaux deux à deux et forment une des permutations de la suite

$$0,\quad 1,\quad 2,\quad \ldots,\quad n-2,\quad n-1.$$

La différence de deux quelconques des dividendes partiels

$$\alpha\gamma,\quad r_1\gamma,\quad r_2\gamma,\quad \ldots,\quad r_{n-3}\gamma$$

est donc au moins de $n+1$ unités, et il en est de même de celles des dividendes $r_{n-2}\beta$, $r_n\beta$; les $n-2$ premiers chiffres $a_1, a_2, \ldots, a_{n-2}$ du quotient sont donc inégaux deux à deux et le chiffre a_{n-1} est différent du chiffre a_{n+1}.

D'autre part, on a

$$r_{n-1} = n-\gamma,\qquad r_n = n-\beta;\qquad a_{n-1} = 2n+1-(\beta+\gamma),$$

ou $n-(\beta+\gamma)$, selon que

$$n+1 \lesseqgtr \beta+\gamma;\qquad a_n = n-\gamma,\qquad a_{n+1} = n+1-\beta.$$

Si $\beta \neq 0$, les trois derniers chiffres a_{n-1}, a_n, a_{n+1} du quotient sont donc distincts, et il est alors aisé de constater que a_{n-1}, a_n, a_{n+1} sont différents des $n-2$ premiers chiffres $a_1, a_2, \ldots, a_{n-2}$.

Quand $\beta = 0$, le produit $N\lambda$ s'obtient en écrivant un zéro à droite du produit $N\alpha$; la propriété énoncée résulte de ce que α étant plus petit que n et premier avec n, les chiffres successifs $a_1, a_2, \ldots, a_n$ du produit $N\alpha$ forment une des permutations des chiffres de N, car les restes $r_1, r_2, \ldots, r_{n-1}$ sont différents deux à deux, aucun n'étant nul.

Corollaires. — 1. *Si n et γ ont un plus grand codiviseur δ, le produit $N\lambda$ aura la forme*

$$N\lambda = ab\ldots pq\,ab\ldots pq\,ab\ldots p\,\overline{n-\gamma}\,q,$$

les $\delta - 1$ périodes ab...pq étant formées de $n/\delta = \mu$ chiffres différents et le nombre de $(\mu + 1)$ chiffres à droite comprenant le chiffre $\overline{n - \gamma}$ intercalé entre p et q.

2. *Soit*

$$R = 1, 2, 3, \ldots, (n-3)(n-2)n$$

un nombre écrit dans le système de base $n + 1$, en plaçant les uns à la suite des autres, par ordre de grandeur croissante, les chiffres employés dans ce système, excepté 0 *et $n - 1$. Si l'on forme le produit* $R\lambda$ *de ce nombre par un multiplicateur de deux chiffres $\lambda = \alpha\beta$, dont la somme des chiffres, $\gamma = \alpha + \beta$, est un nombre inférieur à n et premier avec n, le produit s'écrira avec n chiffres distincts pris parmi* 0, 1, 2, ..., *n et convenablement permutés; le chiffre manquant sera $\overline{n - \gamma}$.*

En effet, les nombres

$$N\lambda = a_1 a_2 \ldots a_{n-1}.(n+1)^2 + a_n.(n+1) + a_{n+1},$$
$$R\lambda = a_1 a_2 \ldots a_{n-1}.(n+1) + a_{n+1}$$

contiennent $n+1$ et n chiffres pris parmi 0, 1, ..., n, et se terminent par a_{n+1}. Donc $R\lambda$ s'écrit avec tous les chiffres de $N\lambda$, excepté le chiffre $a_n = \overline{n - \gamma}$.

3. *Si n et γ ont un plus grand codiviseur δ, le produit* $R\lambda$ *aura la forme*

$$R\lambda = a'b' \ldots p'q'a'b' \ldots p'q'a'b' \ldots p'q',$$

les δ périodes $a'b' \ldots p'q'$ étant formées de $n/\delta = \mu$ chiffres distincts.

4. *Si l'on forme le produit* $M\lambda$ *du nombre*

$$M = n(n-1)(n-2) \ldots 321$$

écrit dans le système de base $n + 1$ en plaçant les uns à la suite des autres, par ordre de grandeur décroissante, les chiffres n, $(n-1)$, ..., 3, 2, 1 employés dans ce système, à l'exception du chiffre 0, *par un multiplicateur λ inférieur à n et premier avec n, ce produit s'écrira au moyen des chiffres* 0, 1, 2, ..., *n, pris chacun une fois et convenablement permutés.*

Si n et λ ont un plus grand codiviseur δ, le produit $M\lambda$ est formé de δ périodes de n/δ chiffres différents, le $(n+1)^{\text{ième}}$ chiffre à droite étant λ.

5. *Quand on forme le produit* $S.\lambda$ *du nombre*

$$S = n(n-2)(n-3) \ldots 321$$

par un multiplicateur λ inférieur à n et premier avec n, si l'on a $\lambda < (n/2)$,

le produit s'écrit avec n chiffres différents pris parmi 0, 1, 2, ..., *n et convenablement rangés; le chiffre manquant est* $\overline{n-\gamma}$. *Si* $\lambda > (n/2)$, *le chiffre* $\overline{n-1}$ *figure deux fois au produit: les chiffres manquant sont* $(n-1-\lambda)$ *et n, les autres sont inégaux deux à deux.*

Ces divers théorèmes nous ont été suggérés par une question simple posée par C.-A. Laisant [*L'Intermédiaire des Mathématiciens*, 1894, p. 236 (question 400) et *Mathesis*, 1895, pp. 37 et 65].

GÉOMÉTRIE. — *Sur une extension de la notion d'angle : angles d'un faisceau de trois droites.* Note de M. **Pierre Humbert**, présentée par M. Henri Villat.

Étant donné un faisceau de trois droites OM_1, OM_2, OM_3, dont les coefficients angulaires sont m_1, m_2, m_3, nous définirons deux quantités θ et φ, que nous appellerons *angles* du faisceau, par les relations

$$\begin{aligned} P(\theta, \varphi) &= (1 + m_1 m_2 m_3)\Delta^{-1}, \\ Q(\theta, \varphi) &= (m_2 m_3 + j^2 m_3 m_1 + j m_1 m_2)\Delta^{-1}, \\ R(\theta, \varphi) &= (m_1 + j m_2 + j^2 m_3)\Delta^{-1}, \end{aligned} \qquad \left\{ \begin{aligned} &\Delta = \sqrt[3]{(1+m_1^3)(1+m_2^3)(1+m_3^3)}, \\ &j^3 = 1, \end{aligned} \right.$$

où les quantités P, Q, R sont les trois *cosinus d'Appell*, définis par

$$e^{\theta+\varphi} = P + Q + R, \qquad e^{j^2\theta + j\varphi} = P + jQ + j^2 R, \qquad e^{j\theta + j^2\varphi} = P + j^2 Q + jR.$$

On remarquera l'analogie de cette définition avec celle de l'angle ordinaire de deux droites, par ses lignes trigonométriques.

Pour simplifier l'écriture, nous représenterons l'ensemble des définitions ci-dessus par l'une ou l'autre des égalités symboliques

$$[m_1, m_2, m_3] = (\theta, \varphi), \qquad [OM_1, OM_2, OM_3] = (\theta, \varphi).$$

On a visiblement

$$[m_1, m_1, m_1] = (0, 0).$$

Les valeurs de θ et φ sont évidemment différentes suivant l'ordre dans lequel on prend les trois directions : on constate aisément que l'on aura

$$\begin{aligned} &[m_1, m_2, m_3] = (\theta, \varphi), && [m_1, m_3, m_2] = (\varphi, \theta), \\ &[m_2, m_3, m_1] = (j\theta, j^2\varphi), && [m_2, m_1, m_3] = (j^2\varphi, j\theta), \\ &[m_3, m_1, m_2] = (j^2\theta, j\varphi), && [m_3, m_2, m_1] = (j\varphi, j^2\theta). \end{aligned}$$

Coordonnées polaires. — Cette nouvelle notion d'angle permet de définir

des coordonnées polaires dans le plan attaché à l'opérateur Δ_3, où la distance ρ d'un point $M(x, y)$ à l'origine est $(x^3+y^3)^{1/3}$. Posons en effet

$$[Ox, Ox, OM] = (\theta, \theta'),$$

et écrivons

$$x = \rho P(\theta, \theta'), \qquad y = \rho R(\theta, \theta'),$$

avec

$$Q(\theta, \theta') = 0;$$

une courbe est alors définie par ρ fonction de θ seul. Si MT est la tangente en M à la courbe, en posant

$$[MO, MO, MT] = (V, V'),$$

nous aurons

$$\frac{R(V, V')}{P(V, V')} = \rho \frac{d\theta}{d\rho}.$$

Somme des angles d'un triangle. — Soit un triangle ABC. Posons

$$[AB, AB, AC] = (A_1, A_2),$$
$$[BC, BC, BA] = (B_1, B_2),$$
$$[CA, CA, CB] = (C_1, C_2);$$

on aura alors

$$A_1 + B_1 + C_1 = -(A_2 + B_2 + C_2) = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}.$$

Par exemple, si l'on a AB parallèle à l'axe des x, BC parallèle à l'axe des y, et CA parallèle à la première bissectrice, on trouvera, tous calculs faits,

$$A_1 = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}}, \qquad B_1 = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{3}\log 2, \qquad C_1 = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} - \frac{1}{3}\log 2.$$

Somme des angles d'un bitriangle. — Appelons bitriangle la figure formée par un faisceau de trois droites issues d'un point S et arrêtées en A, B, C à l'axe des x. Si l'on pose

$$[AB, AS, AS] = (A, A'),$$
$$[BC, BS, CS] = (B, B'),$$
$$[CA, CS, CS] = (C, C'),$$
$$[SA, SB, SC] = (S, S'),$$

on aura

$$A + B + C + S = -(A' + B' + C' + S') = 2\pi\sqrt{3}.$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'équation de la chaleur dans le cas d'une sphère soumise à des conditions spéciales.* Note [1] de M. **Vladimir A. Kostitzin**, présentée par M. Paul Montel.

1. *Équations.* — Soit l'équation de la chaleur

$$(1)\quad \frac{\partial u}{\partial t} = m^2 \Delta_2 u = m^2 \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2\varphi}\frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r^2 \sin\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\sin\varphi \frac{\partial u}{\partial \varphi}\right)\right\},$$

$u(r, \varphi, \psi, t)$ désignant la température intérieure ou superficielle d'une sphère de rayon R, qui, sur la surface extérieure, vérifie la relation

$$(2)\qquad \mathrm{E}u(\mathrm{R}, \varphi, \psi, t) = \mathrm{R}\frac{\partial u(\mathrm{R}, \varphi, \psi, t)}{\partial \mathrm{R}} + \Psi(\varphi, \psi, t),$$

la fonction Ψ étant donnée, et qui, au moment initial, est égale à une fonction connue :

$$(3)\qquad u(r, \varphi, \psi, 0) = \Omega(r, \varphi, \psi).$$

On peut étudier de cette façon le régime thermique d'un corps céleste, d'une planète par exemple.

2. *Développements en séries de fonctions sphériques.* — Supposons les fonctions u, ψ, Ω développables en séries de fonctions sphériques

$$(4)\quad \begin{cases} u = \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=1}^{2n+1} u_{nk}(r, t)\mathrm{S}_{nk}(\varphi, \psi), \\ \Omega = \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=1}^{2n+1} \Omega_{nk}(r).\mathrm{S}_{nk}(\varphi, \psi), \qquad \Psi = \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=1}^{2n+1} \Psi_{nk}(t).\mathrm{S}_{nk}(\varphi, \psi). \end{cases}$$

Les fonctions $u_{nk}(r, t)$ vérifient les équations

$$(5)\quad \frac{\partial u_{nk}}{\partial t} = m^2\left\{\frac{\partial^2 u_{nk}}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial u_{nk}}{\partial r} - \frac{n(n+1)}{r^2}u_{nk}\right\}, \qquad (6)\quad u_{nk}(r, 0) = \Omega_{nk}(r),$$

$$(7)\qquad \mathrm{E}u_{nk}(\mathrm{R}, t) = \mathrm{R}\frac{\partial u_{nk}(\mathrm{R}, t)}{\partial \mathrm{R}} + \Psi_{nk}(t).$$

Multiplions les deux membres de l'équation (5) par $q_{nk}(r)\,dr$ et intégrons

---

[1] Séance du 1er décembre 1941.

par rapport à r de o à R. On obtient de cette façon

$$(8)\quad \frac{\partial}{\partial t}\int_0^{\mathrm{R}} q_{nk}(r)\,u_{nk}(r,t)\,dr$$
$$= m^2\int_0^{\mathrm{R}} u_{nk}(s,t)\left[q''_{nk}(s) - \frac{2q'_{nk}(s)}{s} - \frac{(n-1)(n+2)}{s^2}q_{nk}(s)\right]ds$$
$$+ m^2\int_0^{\mathrm{R}}\left\{q_{nk}(s)\frac{\partial u_{nk}(s,t)}{\partial s} - q'_{nk}(s)\,u_{nk}(s,t) + \frac{2\,q_{nk}(s)\,u_{nk}(s,t)}{s}\right\}.$$

Choisissons pour $q_{nk}(s)$ la fonction

$$(9)\qquad q_{nk}(s) = s^{\frac{3}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,s}{m}\right),$$

vérifiant l'équation différentielle

$$(10)\qquad q''_{nk} - \frac{2}{s}q'_{nk} + \left[\mu - \frac{(n-1)(n+2)}{s^2}\right]q_{nk} = 0.$$

En tenant compte de (7) et (10), l'équation (8) devient

$$(11)\quad \frac{\partial \mathrm{V}_{nk}}{\partial t} + \mu \mathrm{V}_{nk} = -m^2\mathrm{R}^{\frac{1}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}}{m}\mathrm{R}\right)\Psi_{nk}(t)$$
$$+ m^2\mathrm{R}^{\frac{1}{2}}u_{nk}(\mathrm{R},t)\left[\left(\mathrm{E}+\frac{1}{2}\right)\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}}{m}\mathrm{R}\right) - \frac{\sqrt{\mu}\,\mathrm{R}}{m}\mathrm{I}'_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}}{m}\mathrm{R}\right)\right],$$

en posant

$$(12)\qquad \mathrm{V}_{nk} = \int_0^{\mathrm{R}} s^{\frac{3}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,s}{m}\right)u_{nk}(s,t)\,ds.$$

3. *Un système orthogonal.* — Choisissons pour le paramètre μ une solution de l'équation caractéristique

$$(13)\qquad \left(\mathrm{E}+\frac{1}{2}\right)\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,\mathrm{R}}{m}\right) - \frac{\sqrt{\mu}\,\mathrm{R}}{m}\mathrm{I}'_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}}{m}\mathrm{R}\right) = 0.$$

L'équation (11) prend la forme

$$(14)\qquad \frac{\partial \mathrm{V}_{nk}}{\partial t} + \mu \mathrm{V}_{nk} = -m^2\mathrm{R}^{\frac{1}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,\mathrm{R}}{m}\right)\Psi_{nk}(t).$$

On en tire, en tenant compte de (6),

$$(15)\qquad \mathrm{V}_{nk}(t) = e^{-\mu t}\int_0^{\mathrm{R}} s^{\frac{3}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,s}{m}\right)\Omega_{nk}(s)\,ds$$
$$- m^2\mathrm{R}^{\frac{1}{2}}\mathrm{I}_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu}\,\mathrm{R}}{m}\right)\int_0^t \Psi_{nk}(s)\,e^{-\mu(t-s)}\,ds.$$

Soient μ_{nk} les solutions de l'équation caractéristique (13). Les fonctions

$I_{n+\frac{1}{2}}(\sqrt{\mu_{nh}}\,r/m)$ forment un système orthogonal.

$$(16)\quad \begin{cases} \displaystyle\int_0^R r I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right) I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{ns}}\,r}{m}\right) dr = 0 \qquad (h \neq s); \\ \displaystyle A_{nh} = \int_0^R r I^2_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right) dr \\ \displaystyle\quad = \frac{m^2}{2\mu_{nh}}\left[\frac{\mu_{nh}R^2}{m^2} - \left(n+\frac{1}{2}\right)^2 + \left(E+\frac{1}{2}\right)^2\right] I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,R}{m}\right). \end{cases}$$

Ce système est complet, ce qui permet d'écrire les développements

$$(17)\quad \begin{cases} \displaystyle r^{\frac{1}{2}} u_{nk}(r, t) = \sum_h U_{nk}^{(h)}(t)\, I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right), \\ \displaystyle r^{\frac{1}{2}} \Omega_{nk}(r) \;= \sum_h \omega_{nk}^{(h)}\quad I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right). \end{cases}$$

Il en résulte pour la fonction $U_{nk}^{(h)}(t)$ la forme

$$(18)\qquad U_{nk}^{(h)}(t) = \frac{1}{A_{nh}} \int_0^R r^{\frac{3}{2}} u_{nk}(r, t)\, I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right) dr,$$

ou bien, en tenant compte de (12) et de (15),

$$(19)\qquad U_{nk}^{(h)}(t) = \frac{1}{A_{nh}} e^{-\mu_{nh}t} \int_0^R s^{\frac{3}{2}} \Omega_{nk}(s)\, I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,s}{m}\right) ds$$
$$- \frac{1}{A_{nh}} m^2 R^{\frac{3}{2}} I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,R}{m}\right) \int_0^t \Psi_{nk}(s)\, e^{-\mu_{nh}(t-s)}\, ds.$$

4. *Solution générale.* — On peut donner à la solution générale la forme :

$$(20)\quad u(r, \varphi, \psi, t) = \frac{1}{m^2} \int_0^R dz \iint \Omega(z, \varphi', \psi')\, H(\varphi, \psi, \varphi', \psi'; r, z, t) \sin\varphi'\, d\varphi'\, d\psi'$$
$$- \frac{1}{R} \int_0^t ds \iint \Psi(\varphi', \psi', s)\, H(\varphi, \psi, \varphi', \psi'; r, R, t-s) \sin\varphi'\, d\varphi'\, d\psi'$$

en posant

$$(21)\quad H(\varphi, \psi, \varphi', \psi'; r, z, t)$$
$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) G_n(r, z, t)\, P_n[\cos\varphi\cos\varphi' + \sin\varphi\sin\varphi'\cos(\psi - \psi')]$$

$$(22)\qquad G_n(r, z, t) = m^2 z^{\frac{3}{2}} r^{-\frac{1}{2}} \sum_h \frac{1}{A_{nh}} I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,r}{m}\right) I_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{\mu_{nh}}\,z}{m}\right) e^{-\mu_{nh}t}.$$

En dépit de son aspect compliqué, la formule (20) permet de déterminer facilement les propriétés essentielles de la solution.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Représentation conforme des aires limitées par des continus cycliques.* Note de M. ARNAUD DENJOY, présentée par M. Élie Cartan.

J'ai proposé d'appeler *continu cyclique* tout continu uniforme (c'est-à-dire ne contenant qu'un nombre fini de continus disjoints de diamètre supérieur à un même nombre) frontière d'une région D. Un tel continu G est décrit par un point M fonction continue d'un point μ parcourant un cercle et satisfaisant à certaines conditions [1].

Le continu cyclique le plus élémentaire est la courbe simple de Jordan.

I. THÉORÈME. — C *désignant le cercle* $|z| < 1$, Γ *la circonférence* $|z| = 1$, *si la fonction* $f(z) = \Sigma a_n z^n$ *est holomorphe, univalente et bornée dans* C, *la condition nécessaire et suffisante pour que la série* $\Sigma a_n z^n$ *converge uniformément sur* Γ *est que le domaine* D *formé par les valeurs prises par* $f(z)$ *dans* C *ait pour frontière un continu cyclique.*

La condition est évidemment nécessaire.

Montrons qu'elle est suffisante. Nous utilisons l'inégalité de Schwartz appliquée à la condition $\Sigma n |a_n^2| < \infty$. Posons

$$S_n(z) = a_0 + a_1 z + \ldots + a_n z^n, \qquad \sigma_n(\theta) = a_0 + a_1 e^{i\theta} + \ldots + a_n e^{in\theta}.$$

LEMME I. — *Toute fonction* $f(z)$ *holomorphe, univalente, bornée dans* C (ou simplement vérifiant $\Sigma n |a_n^2| < \infty$) *possède les propriétés suivantes :*

1° *La différence* $S_n(z) - f(z)$ *tend uniformément vers zéro dans* C, *quand* n *croît, si* $1/[n(1-|z|)]$ *reste borné;*

2° $S_n(z) - \sigma_n(\theta)$ *tend uniformément vers zéro,* n *croissant,* z *variant dans* D, *si* $n(z - e^{-i\theta})$ *est borné.*

Donc $\sigma_n(\theta) - f(z)$ tend uniformément vers zéro quand n croît si $1/[n(1-|z|)] + n|z - e^{i\theta}|$ est borné.

En conséquence *l'ensemble d'accumulation des nombres* $\sigma_n(\theta)$, θ *étant invariable, est identique à l'ensemble des valeurs limites de* $f(z)$ *quand* z *tend angulairement vers* $e^{i\theta}$.

Notons que $\sigma_n(\theta') - \sigma_n(\theta)$ converge uniformément vers zéro si $n/n' + n'/n$ est borné, n croissant.

Convenons de dire qu'une suite $\sigma_n(\theta')$ définie en tout point θ' d'un intervalle $\alpha\beta$ *converge uniformément au point* θ de cet intervalle si, à tout nombre $\varepsilon > 0$ donné correspondent un entier N et un nombre positif η tels que, de $n > N$ et $|\theta' - \theta| < \eta$, il résulte $|\sigma_n(\theta') - \sigma_{n+p}(\theta')| < \varepsilon$ quel que soit $p > 0$.

---

[1] *Comptes rendus*, 197, 1933, pp. 570-572 et 1087-1088.

Si une série est uniformément convergente au sens précédent en chaque point d'un segment, elle est uniformément convergente au sens ordinaire sur la totalité du segment.

LEMME II. — *Si $f(z)$ est univalente, bornée dans C, et si $f(z)$ tend vers un point unique $\nu(\theta)$ quand z variant dans D tend vers $e^{i\theta}$, la série $\Sigma a_n e^{in\theta}$ converge uniformément en ce point déterminé* θ.

Car, si n croît et si θ' tend simultanément vers θ, $\sigma_n(\theta')$ tend vers $\nu(\theta)$.

En effet, soit $z'=e^{i\theta'}(1-1/n)$. D'une part $\sigma_n(\theta')-f(z')$ est borné par un infiniment petit en n indépendamment de θ', d'autre part $f(z')$ tend vers $\nu(\theta)$ par hypothèse quand θ' tend vers θ, n croissant en même temps.

Supposons que la frontière G de D soit un continu cyclique. $u=f(z)$ tend vers une limite unique $\nu(\theta)$ quand z tend indifféremment vers $a=e^{i\theta}$. Cela est évident si G est une courbe de Jordan. Dans le cas général, si z_n dans D tend vers a en même temps que $u_n=f(z_n)$ tend vers b sur G, il existe dans D, d'après le mode d'accessibilité de b, un arc simple de Jordan μ d'extrémité b et passant par une infinité de points u_n. A μ correspond dans C un arc simple λ aboutissant en a (Carathéodory). On en conclut que b est indépendant de la suite z_n; $b=\nu(\theta)$.

II. THÉORÈME. — *Si la série $\Sigma a_n z^n$ converge uniformément sur Γ, vers $\nu(\theta)$ pour $z=e^{i\theta}$, la somme $f(z)$ de la série dans C étant univalente et bornée, si d'autre part la suite croissante $h_0=0, \ldots, h_i, \ldots, h_n=2\pi$, variable avec un nombre positif ω, vérifie la condition que $(h_i-h_{i-1})/\omega+\omega/(h_i-h_{i-1})$ est borné, la somme $\Sigma|\nu(\theta+h_i)-\nu(\theta+h_{i-1})|^2$ converge en mesure vers zéro quand ω tend vers zéro.*

Le sens de cette proposition est éclairé par les observations suivantes :

1° G *étant un continu plan* (borné), ε *positif étant donné, il est possible, quels que soient les points* A *et* B *situés sur* G, *de joindre* A *à* B *par une chaîne de points* $M_1 M_2, \ldots, M_{n-1}$ ($M_0=A$, $M_n=B$) *situés sur* G *de façon que* $\Sigma \overline{M_{i-1}M_i}^2 < \varepsilon$.

Soient d'abord A et B sur la frontière d'une même région R du complémentaire de G. Considérons un quadrillage du plan par des carrés de côté δ. Soit Π un polygone dont la région positive contient un point déterminé de R et est formée de carrés (δ) intérieurs à R, tandis que chaque côté de Π limite aussi un carré contenant un point de G. Si P et Q sont les sommets de Π les plus voisins de A et de B, et si P, $N_1, \ldots, N_{k-1}$, Q est la chaîne des sommets de Π entre P et Q, soit M_i le point de G le plus voisin de N_i. Évidemment $\overline{M_{i-1}M_i}^2$ est inférieur à cinq fois le carré construit sur $N_{i-1}N_i$ intérieurement à Π. La somme des carrés de cette espèce tend vers zéro avec δ. L'énoncé à établir en résulte.

Si A et B sont quelconques dans G, G détermine sur le segment AB un ensemble fermé F. Considérons les intervalles $i_1, i_2, \ldots, i_m$ contigus à F, de longueur supérieure

à $\varepsilon/2\mathrm{AB}$. Entre les extrémités de chacun des segments séparant les i_p, nous pouvons placer sur F une suite de points de pas inférieur à $\varepsilon/2\mathrm{AB}$. La somme $\Sigma\overline{\mathrm{M}_{r-1}\mathrm{M}_r}^2$ pour cette suite de points sera inférieure à $[\varepsilon/(2\mathrm{AB})].\mathrm{AB}=\varepsilon/2$. Reste à relier les extrémités des intervalles i_p. Mais ces couples de points appartiennent à la frontière d'une même région du complémentaire de G. On peut les joindre par une chaîne de points de G pour laquelle la somme quadratique sera moindre que $\varepsilon/2$. La proposition est établie dans tous les cas.

2° *Si* G *est une courbe simple de Jordan, ayant une aire positive* A, *il est possible, si petit que soit* $n>0$, *de trouver sur* G *une chaîne de points* $\mathrm{M}_0, \mathrm{M}_1 \ldots \mathrm{M}_i, \ldots, \mathrm{M}_n=\mathrm{M}_0$ *progressant sur* G *dans un sens invariable quand l'indice* i *croît, les cordes* $\mathrm{M}_{i-1}\mathrm{M}_i$ *étant inférieures à* η *en longueur, et* $\Sigma\overline{\mathrm{M}_{i-1}\mathrm{M}_i}^2$ *surpassant* A/8.

En effet, considérons un quadrillage de côté $\delta<\eta$. Désignons par γ les carrés contenant au moins un point de G. Soit N leur nombre : $\mathrm{N}\delta^2>\mathrm{A}$. Soit γ_1 un carré concentrique à un carré γ, de côté moitié moindre et contenant lui aussi un point de G. Soit N_1 le nombre des γ_1; $\mathrm{N}_1\delta^2/4$ tend vers A/4 quand δ tend vers zéro. Dans chacun des γ_1 prenons un point M. Numérotons les points M dans l'ordre où nous les rencontrons sur G. La distance de deux points consécutifs M_{i-1}, M_i surpasse $\delta/2$. Quand cette même distance surpasse η, nous pouvons entre M_{i-1} et M_i intercaler sur G une chaîne de points dont le pas soit supérieur à $\delta/2$ et inférieur à η. La chaîne finale obtenue vérifie les conditions posées, quand δ est assez petit.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur un principe de minimum dans l'hydrodynamique des fluides visqueux.* Note de M. **Julien Kravtchenko**, présentée par M. Henri Villat.

Il y a grand intérêt à réduire à la forme variationnelle les problèmes aux limites de la théorie des équations aux dérivées partielles; le problème consiste à former une expression aussi simple que possible, par rapport à laquelle l'équation étudiée jouerait le rôle de l'équation aux variations d'Euler.

Relativement aux équations de l'hydrodynamique des fluides visqueux, ce problème n'est pas résolu dans le cas général; du reste on a montré [1] qu'il est impossible de former une fonctionnelle intégrale quadratique par rapport aux composantes de la vitesse, dont les solutions des équations en cause soient les extrémums.

Toutefois la réduction du problème hydrodynamique, dont on trouvera plus loin l'énoncé précis, à un problème variationnel, peut s'opérer moyennant quelques hypothèses restrictives; nous nous proposons d'opérer cette réduction dans le cas des mouvements *lents* et *permanents* des fluides visqueux *incompressibles*, soumis à l'action d'une force extérieure, *dérivant d'un potentiel uniforme*.

---

(1) Ce résultat a été exposé à la Sorbonne (1940-1941).

I. Rapportons l'espace à un système d'axes rectangulaires $Oxyz$ et désignons par μ le coefficient de viscosité et ρ la densité (supposée *constante*) d'une masse fluide animée d'un mouvement *permanent*, sous l'action d'une force extérieure dérivant d'un potentiel uniforme $U(x, y, z)$, indépendant du temps. Si $u(x, y, z)$, $v(x, y, z)$ et $w(x, y, z)$ désignent les composantes suivant les axes du vecteur vitesse $\overrightarrow{V}$ (indépendant du temps, par hypothèse) et $p(x, y, z)$ la pression moyenne, les équations du mouvement *permanent* et *lent* du fluide visqueux *incompressible* considéré s'écriront

$$(1)\qquad \begin{cases} \mu\,\Delta u + \dfrac{\partial}{\partial x}(\rho U - p) = 0, \\ \mu\,\Delta v + \dfrac{\partial}{\partial y}(\rho U - p) = 0, \\ \mu\,\Delta w + \dfrac{\partial}{\partial z}(\rho U - p) = 0, \end{cases}$$

système auquel il faut adjoindre l'équation de continuité

$$(2)\qquad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$

Soit alors ϖ un domaine simplement connexe, limité par la surface fermée S; celle-ci sera supposée suffisamment régulière pour que l'on puisse lui appliquer la formule de Green. La fonction de forces $U(x, y, z)$ est supposée avoir des dérivées premières continues dans le domaine fermé $\varpi + S$. Ceci posé, le problème aux limites relatif au système (1) et (2) peut être formulé comme il suit :

Trouver un système de solutions u, v, w, p de (1) *et de* (2), *définies et continues avec leurs dérivées secondes dans ϖ et prenant sur* S *une suite de valeurs données à l'avance.*

Ce problème peut être réduit à un problème de minimum.

II. En effet, considérons l'ensemble E de toutes les fonctions u, v, w et p des variables x, y, z, régulières dans ϖ (c'est-à-dire possédant dans ϖ des dérivées continues de deuxième ordre), vérifiant la condition (2) et prenant sur S les valeurs respectives données à l'avance.

III. Notons alors que la fonction $p(x, y, z)$, satisfaisant à (1) et à (2), est nécessairement harmonique dans ϖ; cette fonction est donc entièrement définie dans ϖ par la donnée de ses valeurs sur la frontière S de ϖ et l'on peut la considérer comme une fonction extrémale de l'intégrale de Dirichlet

$$(3)\qquad I(p) = \iiint_{\varpi} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^2 \right] dx\, dy\, dz \cdot$$

sur l'ensemble E (cf. l'alinéa II). Ainsi, p est défini indépendamment de la répartition des forces et de celle des vitesses dans ϖ.

IV. Passons maintenant aux fonctions u, v, w. Introduisons la fonctionnelle

$$(4)\quad J(u, v, w)=\iiint_{\varpi}\Big[\Psi(u, v, w)-u\frac{\partial}{\partial x}(\rho U-p) - v\frac{\partial}{\partial y}(\rho U-p)-w\frac{\partial}{\partial z}(\rho U-p)\Big]\,dx\,dy\,dz,$$

où $\Psi(u, v, w)$ désigne la fonction de dissipation de Lord Rayleigh relative au cas des fluides incompressibles

$$(5)\quad 2\Psi(u, v, w)=2\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right] +\mu\left[\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right],$$

et où la fonction $(\rho U-p)$ peut, d'après l'alinéa III, être considérée comme une donnée. Cherchons les extrémums de $J(u, v, w)$ sur le champ E. Si u_1, v_1, w_1 sont les éléments de E qui réalisent un extrémum, tout autre élément de E peut être mis sous la forme

$$u=u_1+\xi u_2,\qquad v=v_1+\eta v_2,\qquad w=w_1+\zeta w_2,$$

où ξ, η, ζ sont des paramètres quelconques et où u_2, v_2, w_2 désignent des fonctions de x, y, z, régulières dans ϖ, assujetties à vérifier (2), nulles sur S, mais par ailleurs quelconques. Des formules (4) et (5) il résulte que la partie principale δJ de la variation $J(u, v, w)-J(u_1, v_1, w_1)$ (lorsque les paramètres ξ, η et ζ sont petits en valeurs absolues) est donnée par la relation

$$(6)\quad \delta J=\xi\mu\Bigg\{\iiint_{\varpi}\Big[2\frac{\partial}{\partial x}\Big(\frac{\partial u_1}{\partial x}u_2\Big)+\frac{\partial}{\partial y}\Big(\frac{\partial v_1}{\partial x}u_2+\frac{\partial u_1}{\partial y}u_2\Big) +\frac{\partial}{\partial z}\Big(\frac{\partial w_1}{\partial x}u_2+\frac{\partial u_1}{\partial z}u_2\Big)\Big]\,dx\,dy\,dz -\iiint_{\varpi}\Big[\frac{\partial}{\partial x}\Big(\frac{\partial u_1}{dx}+\frac{\partial v_1}{\partial y}+\frac{\partial w_1}{dz}\Big)\Big]u_2\,dx\,dy\,dz -\iiint_{\varpi}\Big[\Delta u_1+\frac{1}{\mu}\frac{\partial}{\partial x}(\rho U-p)\Big]u_2\,dx\,dy\,dz+\ldots$$

où les deux termes non écrits s'obtiennent en permutant circulairement x, y, z, u, v, w, ξ, η, ζ dans le terme explicité. La première intégrale du second membre de (6) peut se transformer en intégrale double étendue

à S; or l'élément différentiel de celle-ci sera identiquement nul, puisqu'il contient en facteur la fonction u_2, nulle sur S. De même la seconde intégrale du second membre de (6) est nulle, puisque son élément différentiel est identiquement nul en vertu de (2). Dans ces conditions δJ ne peut être nul identiquement, les paramètres ξ, η et ζ et les fonctions u_2, v_2 et w_2 étant quelconques, que si l'élément différentiel de la troisième intégrale de (6) est identiquement nul; or, d'après un lemme fondamental du calcul des variations, cela exige [cf. (6)] que les fonctions u_1, v_1 et w_1 soient solutions de (1). Le système (1) constitue donc le système d'équations aux variations d'Euler pour la fonctionnelle J, définie par (4) et (5), avec la condition complémentaire (2). C. Q. F. D.

Nous pouvons donc énoncer :

Toute solution du problème aux limites, énoncé à l'alinéa I, *réalise un extrémum pour les fonctionnelles* (3) *et* (4) *sur le champ variationnel* E, *défini à l'alinéa* II.

ASTROPHYSIQUE. — *Les perturbations atmosphériques de la Terre et de Mars.* Note [1] de M. **Pierre Bernard**, présentée par M. Charles Maurain.

L'étude des variations de l'agitation microséismique, et notamment de sa variation undécennale, semble démontrer que la fréquence et l'intensité des cyclones sont sous la dépendance des phénomènes solaires [2]. Un argument nouveau vient à l'appui de cette conclusion : *les perturbations atmosphériques de la planète Mars se produisent simultanément avec celles de l'atmosphère terrestre.*

Les observations qui ont été comparées pour arriver à ce résultat sont, d'une part celles des *plages claires momentanées* qui apparaissent à la surface de Mars et voilent parfois des configurations du sol martien habituellement nettes; ces plages, d'après leur apparence même, sont d'origine atmosphérique, et soit qu'elles représentent des condensations nuageuses, soit des nuées de sable soulevées par le vent, elles ne peuvent être que la manifestation d'une perturbation atmosphérique; d'autre part l'amplitude de l'agitation microséismique mesurée en Europe occidentale : elle est

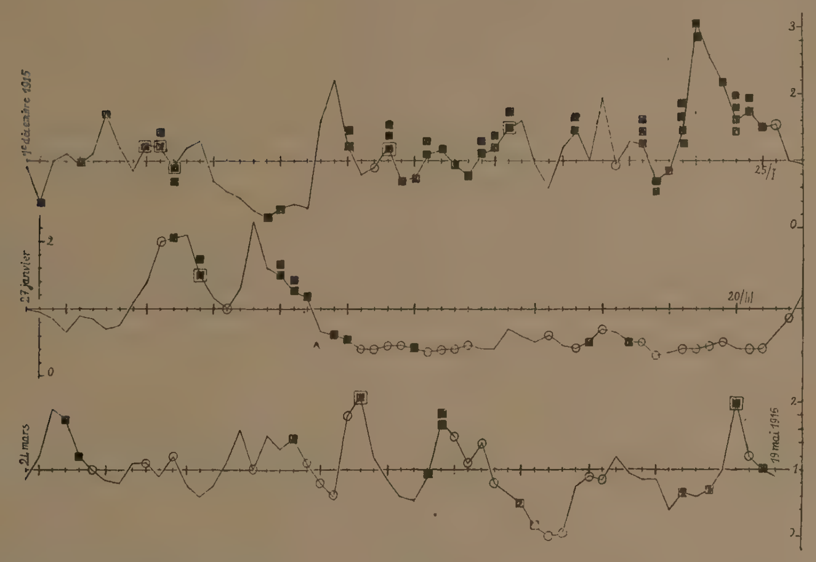
---

(1) Séance du 15 décembre 1941.

(2) P. Bernard, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1585. *Ann. de l'Inst. de Phys. du Globe de Paris*, 19, 1941; *Thèse*, Paris, 1940, Chap. V, p. 68.

provoquée par les dépressions du front polaire de l'Atlantique Nord ([3]) : une forte agitation caractérise dont l'existence de ces perturbations.

Sur la figure a été dessinée la courbe des moyennes journalières de l'agitation à Eskdalemuir du 1er décembre 1915 au 19 mai 1916 (opposition de Mars le 10 février). Ces moyennes journalières ont été corrigées de la variation annuelle ([4]) en rapportant chacune d'elles à l'ordonnée du même jour, prise comme unité, de la courbe sinusoïdale de la composante



Le signe ▣ représente une plage très blanche ou brillante (cote *a*).
Le signe ■ représente une plage très claire (cote *b*).
Le signe ○ indique les jours où aucune plage *a* ou *b* n'a été observée sur Mars.
L'absence de l'un des signes précédents signifie que la planète n'a pas été observée ce jour-là.

annuelle, isolée par combinaisons linéaires des moyennes mensuelles (méthode de H. Labrouste).

Les jours où une ou plusieurs plages très claires ont été observées sur Mars sont signalés sur cette courbe : ils se groupent nettement autour des jours où l'agitation a été supérieure à la normale, par exemple du 19

([3]) *Ibid.*, Chap. III, p. 25.

([4]) Nous n'avons aucune correction de ce genre à envisager pour les observations de Mars qui portent sur l'ensemble des deux hémisphères de la planète, où d'ailleurs la marche des saisons est deux fois plus lente que sur la Terre.

au 25 janvier, le 18 avril, le 16 mai; c'est ainsi qu'on observe le contraste que présente la période du 21 février au 22 mars, où l'agitation est demeurée très faible, et où très peu de plages claires ont été notées, avec la première partie de la courbe, où l'agitation est généralement forte, et où les observations ont montré un grand nombre de plages claires, même brillantes.

Des résultats analogues ont été obtenus pour les oppositions de 1914 et 1918 ([5]). Le tableau suivant montre que l'agitation est plus faible les jours sans plages que les jours où les plages très claires sont observées (l'amplitude de chaque jour est affectée d'un poids égal au nombre de plages, les plages *a* comptant pour deux plages *b*).

Période d'observation.	Amplitude moyenne de l'agitation — jours sans plages.	Amplitude moyenne de l'agitation — jours à plages.	Pourcentage *a*, *b*/*a*, *b*, *c*.	Moyenne de l'agitation (Eskdalemuir) (rapport à la normale pour 6 mois).
11 oct. 1913-18 févr. 1914.	0,84	1,29	57	1,06 (sept. 1913-févr. 1914)
2 déc. 1915-18 mai 1916.	0,76	1,25	24	0,93 (déc. 1915-mai 1916)
12 déc. 1917- 4 juin 1918.	0,73	1,16	33	1 (déc. 1917-mai 1918)
15 mars-23 mai 1920.	–	–	85	1,20 (févr.-juill. 1920)
14 mai-26 juill. 1922.	–	–	69	1,10 (avril-sept. 1922)

Le pourcentage des plages *a* et *b* au nombre total des plages *a*, *b*, *c* ([6]), est également donné dans ce tableau : sa variation est semblable à celle de la moyenne de l'agitation microséismique pendant les 6 mois encadrant les observations de Mars (rapportée à la moyenne normale des mêmes mois pour 12 ans d'observation). En particulier, la tonalité des plages de Mars a été relativement beaucoup plus claire en 1920, année où l'agitation a présenté un maximum accentué à Eskdalemuir, Saint-Maur, Strasbourg, en coïncidence avec la diminution la plus rapide des nombres de Wolf caractérisant l'activité solaire.

([5]) Les *Observations des surfaces planétaires* de l'Observatoire Jarry-Desloges, d'où sont tirées ces observations, sont actuellement publiées jusqu'à 1922 inclus; les observations de 1920 et 1922 n'ont pu être utilement comparées jour par jour aux observations terrestres, faute de mesures de l'agitation microséismique dans l'hémisphère austral, l'opposition de Mars ayant eu lieu ces années-là pendant l'été européen.

([6]) Les plages cotées *c* sont des plages peu claires qui « ne semblent pas avoir une nature absolument similaire à celle des plages *a* et *b*, et n'ont fréquemment que peu de rapports avec elles comme coloration » (*Observations des surfaces planétaires*, **5**, p. 98; **6**, p. 125).

Remarques au sujet de la Note précédente,
par M. **Charles Maurain**.

Dans la Note précédente, M. Pierre Bernard donne comme conclusion de considérations intéressantes que « les perturbations atmosphériques de la planète Mars se produisent simultanément avec celles de l'atmosphère terrestre ». C'est une vue originale de grand intérêt, mais dont, à mon sentiment, la confirmation demanderait de nouvelles observations. En particulier, M. Pierre Bernard prend comme caractéristique des perturbations atmosphériques terrestres l'agitation microséismique; or celle-ci est assez souvent très différente en des observatoires pas très éloignés les uns des autres. On peut alors se demander ce qu'on doit prendre comme agitation microséismique sur la Terre pour une comparaison journalière avec ce qui se passe sur Mars. D'autre part, le caractère des données positives relatives à la présence d'une atmosphère sur Mars que l'on possède (¹) porte à une certaine prudence dans la considération des perturbations de cette atmosphère.

PHYSIQUE. — *Comment calculer, sans poser d'hypothèse, la valeur régularisée d'une ordonnée expérimentale*. Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons indiqué, dans diverses Notes (¹), comment on pouvait, soit par le choix de l'expression analytique représentative d'une loi expérimentale, soit par ce choix complété par une condition particulière de moyenne, *corriger* des valeurs expérimentales. Au lieu de rechercher une formule convenant pour la représentation d'une loi dans *tout* l'intervalle expérimental, nous allons montrer qu'on peut, sans hypothèse, calculer une valeur améliorée *d'une* ordonnée dont on possède *quelques* voisines.

Jugeant, non sans raison, que les méthodes classiques étaient entachées d'*arbitraire*, nous avons cherché autrefois (²) à déterminer les éléments d'une courbe théorique représentative, en imposant cette condition que toutes les ordonnées expérimentales devaient y figurer avec *le même* coefficient en valeur absolue, condition qui s'est révélée, à la fois, trop restrictive

---

(¹) V. Ch. Fabry, *Les atmosphères des planètes* (*Annuaire du Bureau des Longitudes pour* 1938, p. A. 1).

(¹) *Comptes rendus*, 213, 1941, pp. 433, 777 et 827.

(²) *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air*, fascicule 36, appendice II.

et insuffisante. Le procédé que nous allons indiquer ici est une généralisation de la *moyenne*.

n déterminations successives de la même grandeur permettent, par le calcul de la *moyenne arithmétique*, d'obtenir une détermination meilleure, parce que l'imprécision de chaque ordonnée est *divisée* par n, et que, selon une unique hypothèse inévitable, et d'ailleurs confirmée par l'expérience, les erreurs expérimentales ne s'ajoutent pas, mais se combinent. Cela étant, soient $y_1, y_2, \ldots, y_n$ les ordonnées expérimentales relatives aux abscisses $1, 2, \ldots, n$. Nous allons en déduire une expression corrigée, de y_1 par exemple, symbolisée (y_1), sous la forme d'une expression linéaire et homogène $\Sigma a_i y_i$ (ce qui suppose l'emploi d'une expression représentative dépendant linéairement des paramètres qui la définissent). Les a_i sont déterminés par la seule condition d'être *le plus petit possible en valeur absolue*, et, comme nous l'expliquions ci-dessus, l'imprécision entachant (y_1) sera *moindre* que l'imprécision des valeurs *isolées*.

Le calcul s'appuie sur la possibilité d'une représentation suffisante de y, dans l'intervalle assez restreint $(1, n)$, par un polynome $(Ax^2 + Bx + C)$. Observons, en passant, que cette expression est préférable à une fonction linéaire qui ne conviendrait que sur un intervalle trop court, et qu'un paramètre *de plus* la rend valable sur un intervalle *beaucoup* plus étendu, et lui permet certaines *particularités* (courbure sensible, maximum); alors, d'ailleurs, que la fonction rationnelle à 5 paramètres que nous avons préconisée [1] offre plus de possibilités que le polynome à 5 paramètres, la fraction à 3 paramètres est, à tous points de vue, moins intéressante que le polynome.

Nous exprimons d'abord que la formule cherchée s'applique au cas où y serait exactement une constante, un terme en x, un terme en x^2. Montrons le calcul dans le cas de 9 ordonnées. En désignant par $2\beta_k$ la somme $(a_k + a_{9-k})$, et par $2\delta_k$ la différence $(a_k - a_{9-k})$, les a sont ainsi liés déjà par les trois conditions préalables

(1) $$2\beta_1 + 2\beta_2 + 2\beta_3 + 2\beta_4 + \beta_5 = 1,$$

(2) $$7\beta_2 + 12\beta_3 + 15\beta_4 + 8\beta_5 = 0,$$

(3) $$4\delta_1 + 3\delta_2 + 2\delta_3 + \delta_4 = 2.$$

Des tâtonnements méthodiques montrent que les $|a|$ sont le plus petits possible, si β_1, β_2, β_3 sont positifs et égaux, β_4 et β_5 négatifs et égaux, et les δ tous égaux. D'où

(4) $$405(y_1) = 196(y_1 + y_2 + y_3) - 14y_4 - 95y_5 - 176y_6 + 34(y_7 + y_8 + y_9).$$

Des considérations analogues conduisent, pour l'ordonnée médiane y_5, à

(5) $$42(y_5) = 8(y_2 + y_3 + y_4 + y_5 + y_6 + y_7 + y_8) - 7(y_1 + y_9).$$

(y_9) s'obtient à partir de (4), en renversant le sens des ordonnées. *L'ordonnée médiane est connue avec une précision intéressante, mais non les ordonnées extrêmes.*

Connaissant (y_1), (y_5), (y_9), on peut déterminer le polynome $(Ax^2 + Bx + C)$ correspondant, d'où l'on déduit la valeur régularisée de chacune des ordonnées, une valeur assez approchée de la dérivée en chaque point etc.

Sans s'astreindre à utiliser des formules correspondant *exactement* au maximum de précision, on peut chercher des formules *voisines* d'un maniement *plus commode*. La formule (4) suggère de chercher une expression

$$(y_1) = \alpha(y_1 + y_2 + y_3) - \beta(y_4 + y_5 + y_6) + \gamma(y_7, y_8, y_9)$$

que l'on astreint simplement, alors, à satisfaire aux conditions (1), (2), (3). On a

$$(6) \qquad 81(y_1) = 41(y_1 + y_2 + y_3) - 19(y_4 + y_5 + y_6) + 5(y_7 + y_8 + y_9),$$

les coefficients importants sont peu changés, ce qui justifie cette procédure *simplifiée*. Si l'on dispose de $3n$ ordonnés, on obtient la formule

$$6n^3(y_1) = (11n^2 - 6n + 1)(y_1 + \ldots + y_n) - (n-1)(7n-2)(y_{n+1} + \ldots + y_{2n}) + (n-1)(2n-1)(y_{2n+1} + \ldots + y_{3n}).$$

S'il y a $(3n+1)$ ordonnées, le plus avantageux est d'en mettre n dans le 1er et le 3e groupe, $(n+1)$ dans le 2e. Avec $(3n-1)$ ordonnées, on en met n dans le 1er et le 2e groupe, $(n-1)$ dans le 3e.

En ce qui concerne l'ordonnée médiane, on ne voit pas de règle générale. Voici quelques exemples

$$35(y_4) = 9(y_2 + y_3 + y_4 + y_5 + y_6) - 5(y_1 + y_7),$$
$$33(y_6) = 5(y_2 + y_3 + y_4 + y_5 + y_6 + y_7 + y_8 + y_9 + y_{10}) - 6(y_1 + y_{11}),$$
$$289(y_7) = 41(y_3 + y_4 + y_5 + y_6 + y_7 + y_8 + y_9 + y_{10} + y_{11}) - 20(y_1 + y_2 + y_{12} + y_{13}).$$

De même que la méthode des moindres carrés s'applique (moins simplement il est vrai) au cas où la formule représentative *ne* contient *pas linéairement* les paramètres qui la déterminent, on pourrait étendre, et par un procédé analogue, ces considérations au cas où les données expérimentales y_i *ne* figureraient *pas linéairement* dans les expressions (y_i).

CHANGEMENTS D'ÉTAT. — *Sur une méthode d'étude des brouillards à évolution rapide.* Note de MM. **Roger Kling** et **Georges Gallet**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le plus simple des procédés d'étude des brouillards persistants ou à évolution lente consiste à recueillir les gouttes qui les constituent sur des

supports appropriés : huile, glycérine etc. Une observation au microscope permet de déterminer le diamètre de ces gouttes et leur nombre, donc de connaître pour chaque région de l'espace leur courbe de répartition en fonction de leur rayon, c'est-à-dire la structure du brouillard.

L'application de cette méthode aux brouillards à évolution rapide soulève des difficultés. En effet les gouttes recueillies sur le support pendant la durée de son exposition ne proviennent pas toutes de la même phase du phénomène, et leur ensemble n'est pas comparable à celui que constitue le brouillard dans une région et à un instant déterminés.

Si, de plus, comme c'est le cas dans les jets obtenus avec un injecteur de moteur, elles sont animées de vitesses élevées (de l'ordre de 100 m : s), leur arrivée sur le support s'accompagnera vraisemblablement de phénomènes complexes : écrasement, nouveau fractionnement, regroupement de gouttes entre elles. Pour remédier autant que possible à cet inconvénient, on est amené à opérer à une grande distance de l'injecteur, là où les gouttes ont déjà perdu une partie importante de leur énergie cinétique. Or, au cours de la progression du brouillard en atmosphère comprimée, il se produit non seulement une diminution de son énergie cinétique, mais aussi une modification de sa structure. Les mesures faites ainsi concernent donc des brouillards pouvant différer sensiblement de ceux qui interviennent lors de la marche des moteurs.

Enfin, si nous nous plaçons encore dans le cas d'un injecteur, la densité en gouttes du jet nécessite l'emploi de diaphragmes (1) dont l'influence perturbatrice est difficile à apprécier.

Pour toutes ces raisons nous avons cherché à utiliser la méthode optique des anneaux de diffraction. De nombreux expérimentateurs ont employé ce moyen pour étudier des brouillards stables, naturels ou artificiels. En particulier M. J. Bricard a montré récemment, en comparant les résultats obtenus à l'aide des deux méthodes (réception des gouttes sur un support ou diffraction) la validité de la seconde (2).

Le dispositif que nous avons utilisé nous a servi à étudier surtout des brouillards d'injecteurs ; il est conforme au schéma suivant :

La source lumineuse est une étincelle électrique pratiquement instantanée (durée de l'ordre de 10^{-7} sec.) déclenchée par l'organe mécanique

---

(1) René Retel, *Bulletin des services techniques du Ministère de l'Air*, n° 81, août 1938, Paris.

(2) J. Bricard, *Annales de Physique*, 11e série, 14, 1940, p. 148.

qui détermine le fonctionnement de l'injecteur, cela à l'aide d'un contacteur dont le réglage permet de faire varier à volonté l'instant de l'éclairement. Pour déterminer avec précision la phase étudiée du phénomène, un

P O B L F D C S

S, source, étincelle du stroborama Seguin type G; C, condenseur donnant de S une image dans le plan du diaphragme D; D, diaphragme percé d'un trou de $0^{mm},6$; F, filtre laissant passer les radiations de longueurs d'onde comprises entre 4000 et 4600 angströms; L, lentille donnant un faisceau lumineux parallèle à l'axe; B, bombe où est produit le brouillard à étudier; O, objectif photographique; P, plaque sensible dans le plan focal de l'objectif O.

deuxième éclateur placé à côté du premier donne, par projection directe sur un papier sensible, une image du jet. Un montage électrique convenable réalise le synchronisme du jaillissement des deux étincelles.

La faible section de faisceau lumineux parallèle (diamètre 20^{mm}) permet d'explorer les différentes régions du brouillard. La bombe contient de l'azote (inerte dans les conditions de l'expérience) à une pression telle que la masse spécifique y soit voisine de celle que l'on rencontre dans un cylindre de moteur en fin de compression (3).

Le réglage du dispositif est contrôlé à l'aide d'une plaque de verre recouverte de poudre de lycopode et disposée à l'emplacement qu'occupera le jet au cours de l'expérience. Les anneaux formés, alors très nets, permettent de calculer le diamètre des grains (28^{μ}), diamètre mesuré par ailleurs au microscope.

Nous avons constaté que, pour des jets de gas-oil ($d = 0,84$) obtenus avec un injecteur mécanique, les figures de diffraction étaient moins nettes qu'avec le lycopode. Cela tient au manque d'homogénéité du brouillard, qui provoque sur le même cliché la superposition d'anneaux dont les rayons varient continûment. Dans ces conditions seule la position du premier minimum nul correspondant à la goutte de plus grande fréquence peut être déterminée, et cela avec une approximation telle que le rayon de cette goutte est généralement connu à 10 % près.

En modifiant les conditions expérimentales de production des brouillards (type d'injecteur, pression d'injection etc.) et en étudiant par ailleurs différentes phases de l'injection, nous avons obtenu des diamètres de gouttes compris entre 10^{μ} et 100^{μ}.

(3) R. Kling, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 153.

En définitive cette méthode, applicable à tous les brouillards, doit fournir de précieux renseignements sur les brouillards à évolution rapide et en particulier sur les brouillards d'injecteur, dont la structure est un facteur essentiel de la combustion dans les moteurs.

CHALEUR. — *Sur la convection calorifique des fluides en cours de réaction.* Note de MM. **Yves Rocard** et **Marcel Véron**, présentée par M. Henri Villat.

On a longtemps cru que la capacité de chauffage d'un fluide ne dépendait que de sa température. Puis on a fait intervenir son pouvoir émissif relatif en ce qui concerne le rayonnement et, en ce qui concerne la convection, un coefficient d'échanges calorifiques (par unités de surface, de temps et d'écart thermométrique).

La couche de fluide au contact immédiat de la paroi étant toujours immobile, la chaleur convectée y prend la forme conductive, ce qui permet d'écrire une relation universelle entre le coefficient de convection α_x et le coefficient de conductibilité λ :

$$\alpha_x(T_0-\theta)_x=\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0},$$

x désignant la direction de l'écoulement et y la direction normale à la paroi, θ la température de la paroi et T la température dans le fluide (T_0 à l'infini ou en valeur moyenne, suivant la convention adoptée). On en déduit dans chaque cas l'expression de α_x, quand on a pu préciser la pente à la paroi du profil transversal $T(y)$ des températures dans le fluide.

Il faut donc connaître la distribution des températures, qui est liée à la distribution des vitesses et aux modes de transfert de la chaleur dans le fluide.

Si la chaleur que le fluide emporte d'un volume élémentaire $dx\,dy\,dz$ équilibre, en régime permanent, la chaleur qu'y apporte la conductibilité, la distribution des températures est régie par l'équation d'Euler-Fourier

$$c\rho\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}+w\frac{\partial T}{\partial z}\right)-\lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=0.$$

Les théories classiques ou récentes de la convection, qui toutes sont basées sur cette équation, supposent donc au moins implicitement l'hypothèse fondamentale que nous venons d'énoncer.

Or cette hypothèse est en défaut dans le cas, plus général en principe et pratiquement essentiel, où le fluide est le siège d'une réaction endo- ou exothermique, comme l'est une flamme, mélange gazeux en cours de combustion.

Si l'on peut admettre que la combustion se fait sans variation du nombre des molécules présentes, ce qui est toujours approximativement vrai quand elle a lieu dans l'air, il suffit, pour en tenir compte dans la distribution des vitesses, d'écrire qu'à la chaleur apportée à un volume élémentaire par la conductibilité s'ajoute la quantité de chaleur qui y est créée pendant le même temps :

$$c\rho\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}+w\frac{\partial T}{\partial z}\right)-\lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=q;$$

q, quantité de chaleur créée par unités de volume et de temps, est évidemment liée aux coordonnées x, y, z et aux vitesses u, v, w. Il y aura à préciser son expression à l'occasion du calcul du coefficient de convection.

Pour un même fluide offrant la même température T_0 à l'infini (ou en moyenne), il est clair que les gradients de température, donc le coefficient de convection α_x, sont modifiés et accrus par la présence du terme de combustion q, et qu'ils tendent avec lui vers l'infini quand s'active la combustion au sein du fluide.

Pour une même valeur moyenne de q, α_x sera encore renforcé si la combustion ne s'éteint pas au voisinage de la paroi.

Ainsi se conçoivent maintenant un grand nombre d'observations empiriques qui n'avaient pas jusqu'ici reçu d'explication théorique satisfaisante, encore qu'elles jouent un rôle considérable dans les diverses techniques de la chaleur.

Visant les foyers, on a reconnu que la température et la conservation des parois sont liées au nombre q de calories dégagées en moyenne par mètre cube de foyer et par heure, et que chaque type de paroi se caractérise par la valeur maximum de q qu'il peut sans danger tolérer.

Visant les chaudières à écrans d'eau, la vaporisation croît, heureusement, plus vite avec l'allure de la combustion, et le rendement décroît moins vite que ne le voudraient les lois du rayonnement et de la convection simple.

Visant les surchauffeurs, le moindre réallumage des fumées au contact des tubes chauds accentue la surchauffe dans des proportions bien plus considérables, malheureusement, que ne le voudrait la seule élévation de température des fumées.

Visant les fours de recuit et de trempe traitant des pièces qu'il faut

chauffer de façon homogène et modérée, on doit essentiellement éviter ou retarder la convection des flammes, alors qu'on doit la rechercher et la prolonger dans les fours de fusion (fours Martin), bien que dans les deux cas les gaz brûlés issus des flammes offrent initialement la même température et la même vitesse qu'elles. On voit aussi qu'il n'est pas besoin d'invoquer une éventuelle action catalytique des réfractaires sur la température de combustion pour expliquer qu'une voûte, un lit de briques ou un panneau sont portés à température très élevée quand une veine gazeuse en combustion les balaie à grande vitesse.

Visant la manipulation des chalumeaux de soudure, on doit diriger sur les pièces à traiter la pointe du *dard*, siège de la combustion active, et cependant le *panache*, où la combustion s'achève graduellement, offre une température et une vitesse axiale au moins comparables.

Visant les moteurs à déflagration, où la tranche gazeuse en combustion à un instant donné est un voile très mince, la chaleur cédée aux parois est relativement faible, malgré la haute température qu'offre la masse totale des gaz brûlés, leur forte pression et leur vitesse appréciable.

Visant les turbines à gaz, au contraire, l'écoulement de la veine gazeuse en combustion au contact des aubages soumet ceux-ci à des flux convectifs sévères, qui contribuent à entraver la mise au point.

Visant les gazogènes, les parois ne s'échauffent pas exagérément si l'on écarte d'elles toute lame gazeuse en combustion, comme le permettent des tuyères *radiales* à tirage renversé plongeant jusqu'au centre de la masse du combustible.

Visant les hauts fourneaux, les cubilots, les générateurs de chauffage central, au contraire, la lame gazeuse ascendante en combustion, qui s'écoule surtout le long des parois où la résistance est moindre, contribue à réaliser une forte capacité de transmission.

En pyrométrie de contact, l'erreur due au rayonnement du témoin *placé dans une flamme* est inférieure aux corrections qu'on calcule en introduisant les valeurs connues du coefficient de convection dans l'équation d'équilibre calorifique du témoin.

En calorimétrie, les calorigraphes basés sur l'échauffement d'un couple par la flamme des gaz étudiés sont plus sensibles que ne le voudraient les inégalités de leurs seules températures de combustion.

On citera sans commentaires les conséquences visant les analyseurs de gaz combustibles à filament chauffé, les feux de cheminée, la propagation des incendies, la balistique intérieure etc.

Il nous reste à préciser les expressions du coefficient de convection *vive* des fluides en cours de réaction, pour les principaux cas d'écoulement et de combustion qui peuvent se présenter.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la dispersion de la constante diélectrique des aluns.* Note [1] de M. **Robert Guillien**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai indiqué [2] que les aluns présentent à basse température des anomalies dans leurs propriétés diélectriques. La constante diélectrique ε' atteint un maximum élevé pour une certaine température T_1 au-dessous de laquelle sa valeur diminue considérablement. L'absorption électrique ε'' passe par un maximum pour une température T_2 inférieure à T_1.

J'ai repris les mesures pour les aluns de fer et d'ammonium, de chrome et d'ammonium, d'aluminium et d'ammonium, d'aluminium et de potassium en faisant varier dans un domaine étendu la fréquence F des oscillations utilisées pour mesurer ε' et ε''. F était compris entre 50 et $1,36.10^7$ périodes par seconde pour les mesures de ε'', entre 0 et $1,36.10^7$ pour les mesures de ε'. Le domaine de température étudié a été étendu aux températures de l'hydrogène liquide. Ces mesures ont renforcé l'analogie que j'avais déjà signalée entre le comportement des liquides visqueux et des aluns (à l'exception de l'alun de Al et K). Les températures T_1 et T_2, auxquelles ε' et ε'' sont maxima, sont d'autant plus basses que la fréquence F est plus faible, tout comme dans le cas des liquides visqueux. Les différentes courbes représentant (*fig.* 1) ε' ou ε'' en fonction de la température ont un aspect très voisin de celui obtenu par exemple pour les glycols [3].

A température constante T, lorsque la fréquence croît, ε' décroît suivant une courbe en S, ε'' passe par un maximum ε''_M pour une certaine fréquence F_M (qui dépend de T) puis décroît. L'alun d'Al et K se distingue des autres en ce que les courbes représentant ε' en fonction de T n'ont pas de maximum, mais seulement un changement de pente; cependant les courbes ε'', T ont encore un maximum à une température T_2 qui diminue en même temps que F.

---

(1) Séance du 15 décembre 1941.

(2) *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 21.

(3) A. H. White et S. O. Morgan, *Physics*, **2**, 1932, p. 313.

La théorie de P. Debye ([4]) de la dispersion anomale des liquides donne l'absorption ε'' en fonction du temps de relaxation des molécules et de la fréquence F du champ appliqué. On peut en tirer, en utilisant les coordon-

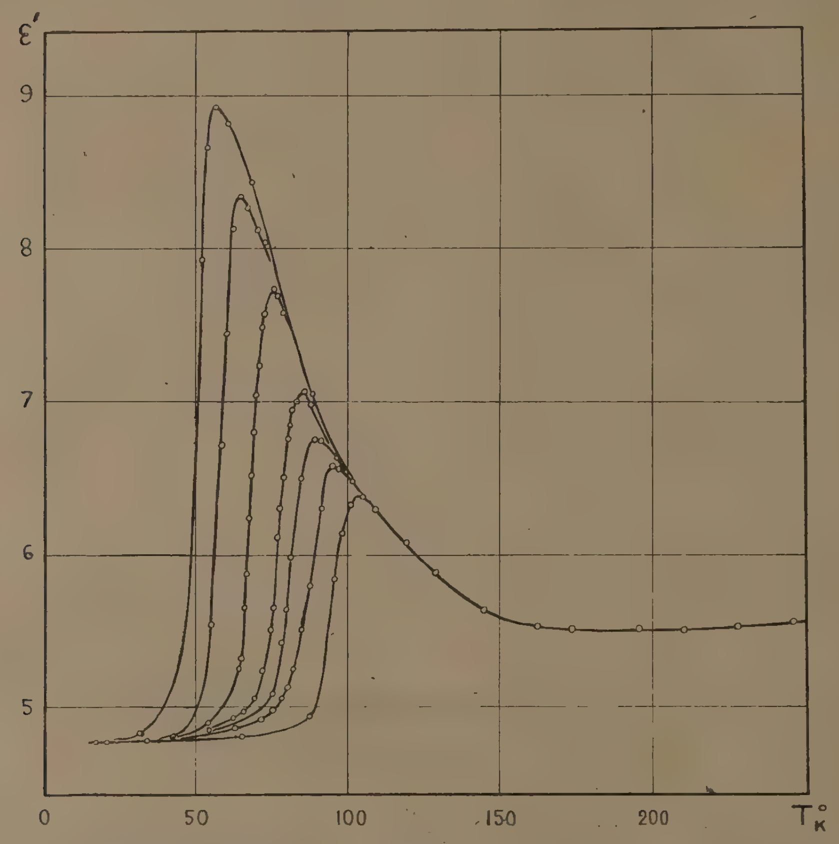


Fig. 1. — Constante diélectrique de l'alun d'aluminium et d'ammonium fondu en fonction de la température. Les courbes correspondent de gauche à droite aux fréquences de 50; 5700; $6,92.10^4$; $4,79.10^5$; $1,27.10^6$; $3,29.10^6$; $1,36.10^7$ périodes par seconde.

nées réduites $\varepsilon''/\varepsilon''_M$ et F/F_M, une relation ne contenant pas de constante arbitraire $\varepsilon''/\varepsilon''_M = 2(F/F_M)/[1+(F/F_M)^2]$.

Il est remarquable qu'une théorie quantique de la dispersion électrique dans les cristaux due à C. J. Gorter et R. de L. Kronig ([5]) conduise à des

---

([4]) *Polar Molecules* (*Chemic. Catalog C°*, New York, 1929, p. 94).
([5]) *Physica*, 3, 1936, p. 100.

relations du même type que la théorie classique de Debye. La figure 2 montre que la relation ci-dessus est assez bien vérifiée par l'expérience.

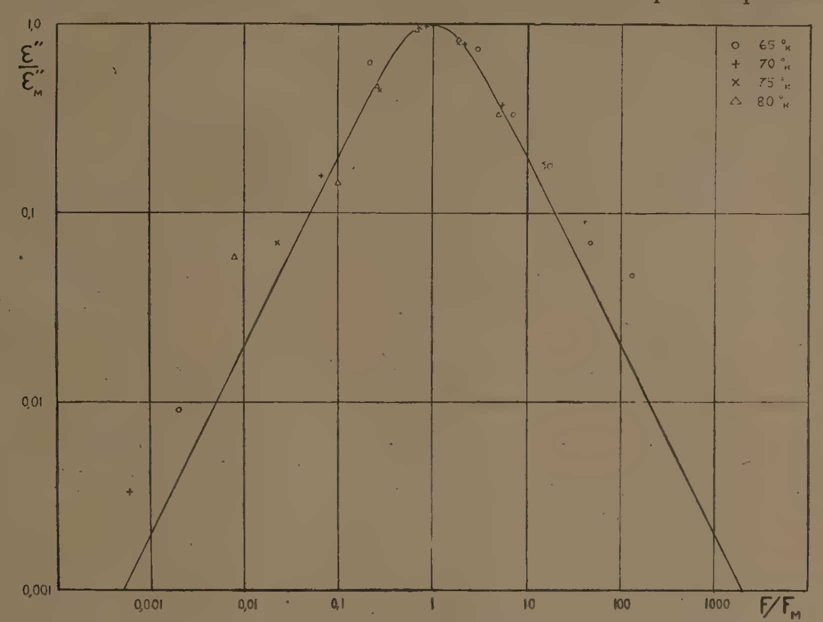


Fig. 2. — Variation de l'absorption électrique en fonction de la fréquence pour l'alun d'aluminium et d'ammonium fondu. La courbe est donnée par la théorie de Debye.

Cependant la courbe représentant au mieux les mesures serait un peu au-dessus de la courbe théorique. L'accord serait rétabli en supposant l'existence de plusieurs temps de relaxation, ce qui élargirait la base de la courbe théorique.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la vitesse de transport des acides forts et des bases fortes dans l'électrolyse aqueuse.* Note [1] de MM. **Pierre Jolibois**, **Francis Fer** et **Robert Lateulade**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'un de nous [2] a montré antérieurement que les acides forts et les bases fortes subissent en solution aqueuse une véritable cataphorèse.

---

(1) Séance du 26 novembre 1941.
(2) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 858.

On peut en mesurer la vitesse de la manière suivante : l'appareil se compose d'un tube d'environ 1^{cm} de diamètre en verre traversé dans sa partie supérieure par trois fils de platine de forme sinueuse situés dans des plans perpendiculaires à l'axe du tube et distants d'environ 30^{mm} les uns des autres. Ce tube est mastiqué à la partie supérieure d'un récipient de grande capacité muni à sa partie inférieure d'une électrode placée au-dessous d'un tube E par où peuvent s'évacuer les gaz de l'électrolyse. L'autre électrode F est située à l'extrémité supérieure du tube ABC. Suivant que l'on veut étudier le mouvement des acides ou des bases, on relie l'électrode F au pôle moins ou au pôle plus d'une source à tension variable dont on peut faire varier le voltage de 0 à 3000 volts, de manière à maintenir constante l'intensité du courant au cours d'une expérience (de l'ordre de 0,5 à 2 milliampères pour les dimensions de l'appareil). Lorsque l'acide (dans le cas où l'électrode F est négative) s'éloigne de la cathode, il est remplacé par de l'eau; on mesure la différence de potentiel entre A et B à l'électromètre à quadrant en reliant B à la carcasse de l'appareil et A à l'aiguille et en appliquant entre les quadrants une différence de potentiel de l'ordre du volt, une paire de quadrants étant reliée à la carcasse.

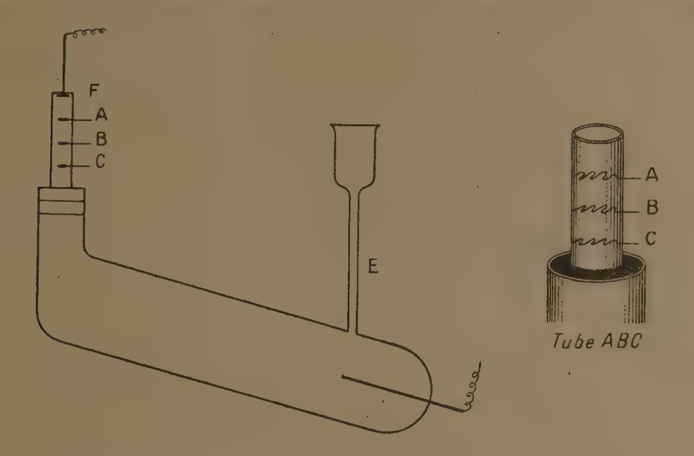
Tant que la couche de séparation de l'eau et de l'acide n'a pas atteint la sonde A, la différence de potentiel reste constante. Dès que l'eau atteint la sonde, la différence de potentiel augmente rapidement à cause de la grande résistance de l'eau. On note le temps du passage. On change alors les connexions et l'on relie B et C à l'électromètre. Le même phénomène se reproduit au moment du passage de la couche en B; on note à nouveau le temps. Le temps mis par la couche à parcourir l'espace AB est donc mesuré. La distance AB est déterminée préalablement à la machine à diviser. Si l'on a gradué l'électromètre en volts, on connaît également la différence de potentiel (constante pendant la première phase de l'expérience) qui règne entre A et B; on en déduit le champ accélérateur.

	Vitesse de déplacement de la couche par volt cm-sec.	Mobilité de l'ion (³). $10^{-8}x$.	
HCl	0,00063	0,00068	Cl
$1/2\ SO^4H^2$	0,00069	0,00071	$1/2\ SO^4$
NaOH	0,00046	0,00045	Na
KOH	0,00068	0,00067	K
LiOH	0,00033	0,00035	Li

(³) *Tables de Constantes de la Société française de Physique*, p. 630.

Nous avons mesuré de cette manière en solution N/1000 la vitesse de cataphorèse de quelques bases et de quelques acides courants. Les nombres que nous avons ainsi trouvés concordent d'une manière assez exacte avec ceux trouvés par d'autres auteurs pour la mobilité des ions, ainsi que le montre le tableau ci-dessus.

Il ne faut pas s'en étonner. Les mobilités des ions sont calculées d'après des mesures de variation de concentration dans les vases qui contiennent les électrodes. Or, dès que le courant est établi, le champ électrique au voisinage de celles-ci agit toujours sur des bases ou sur des acides. En



Tube ABC

effet, si l'expérience porte sur un sel du type SO^4K^2, ce qui représente pour nous le type de l'électrolyse pure sans réactions parasites, une mise en liberté d'acide et de base a lieu aux électrodes. Et la quantité de ces corps qui apparaît est surabondante par rapport à celle que la cataphorèse met en mouvement; dans le langage des ions on traduit cette surabondance en disant que les ions H et OH ont des vitesses plus grandes que celles des autres ions. Pour ceux-ci la vitesse calculée d'attirance ou d'éloignement compense exactement la mise en liberté faradique.

Si du métal ou du métalloïde est mis en liberté, ce n'est qu'au contact même de l'électrode. A courte distance de celle-ci le liquide est basique ou acide; par conséquent le phénomène de transport au voisinage des électrodes est le même que celui que l'on peut constater sur un acide ou une base pure. L'analyse des ions dans les compartiments anodique et cathodique après un bilan complet du dépôt électrolytique conduit donc forcé-

ment au même résultat qu'une étude pure et simple du déplacement par cataphorèse de l'acide ou de la base, quel que soit l'électrolyte, puisque, dès le passage du courant, l'électrode ne plonge que dans l'eau pure ou dans un acide ou dans une base.

Un résultat est à constater, c'est que, dans aucune des méthodes, on ne mesure directement le déplacement des ions H et OH. On déduit leur vitesse (celle des ions par exemple) de la formule de Kohlrausch en constatant que, pour tous les acides, quel que soit l'anion, la conductibilité est composée de deux termes, dont l'un constant est attribué à l'ion H. La prétendue vitesse de déplacement des ions H (ou OH) n'est déduite d'aucune mesure directe et se trouve, en quelque sorte par définition, telle que le passage du compartiment anodique au compartiment cathodique ait exactement la valeur du dégagement faradique d'hydrogène. On suppose ainsi que l'hydrogène dégagé à la cathode appartient à l'acide. Or l'un de nous a démontré ([2]) que, lors de l'électrolyse d'un acide, les ions H déchargés à la cathode proviennent de l'eau, en même temps que les ions H appartenant à l'acide sont entraînés avec l'anion vers le pôle positif.

SPECTROSCOPIE. — *Étude comparative du spectre d'absorption du chlorure de sodium dans l'eau lourde et dans l'eau ordinaire.* Note de M[lle] **Jacqueline Doucet** et M. **Boris Vodar**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les travaux de Franck et Scheibe ont montré que l'absorption des halogénures alcalins en solution aqueuse correspond à l'arrachement de l'électron de l'ion halogène. Ceux de Tréhin ([1]) ont mis en évidence l'influence de l'hydratation et de l'association des ions sur ce processus. A ce point de vue, il était intéressant de faire l'étude comparative de l'absorption du chlorure de sodium dans l'eau ordinaire et dans l'eau lourde.

Nous avons utilisé du chlorure de sodium synthétique, dont l'absorption s'est montrée équivalente à celle du produit purifié par Tréhin par précipitation microcristalline. Les solutions dans l'eau ordinaire bidistillée ont été faites suivant la méthode habituelle; les solutions dans l'eau lourde à

([1]) *Ann. de Phys.*, 5, 1936, p. 445.

99,2 % ont été préparées et étudiées à l'abri de l'humidité atmosphérique; leurs titres étaient 1/2, 3 et 5 mol-g au litre. On a utilisé une cuve de Baly en quartz et la méthode de spectrophotométrie photographique. Les épaisseurs étaient comprises entre 0,1 et 3,5 cm.

Dans ces conditions, les résultats sont les suivants :

1° D^2O est moins absorbant que H^2O entre 2000 et 1870 Å, limite du domaine exploré (à 1886 Å, $k = 0{,}09$ pour D^2O, et $k = 0{,}165$ pour H^2O d'après Tsukamoto); ce fait concorde bien avec les observations qualitatives de Franck et Wood ([2]) sur la vapeur d'eau lourde et de Cassel ([3]) sur la glace lourde, qui ont montré que la bande de D^2O est plus loin dans l'ultraviolet que celle de H^2O.

2° A toutes les concentrations étudiées, les solutions de ClNa dans D^2O sont moins absorbantes que les solutions de même titre dans H^2O; n'ayant pu explorer une tranche spectrale suffisante, et, en particulier, n'ayant pas atteint le maximum de la courbe d'absorption, nous ne pouvons pas affirmer s'il s'agit d'un déplacement ou d'un élargissement de la bande. Toutefois l'effet est considérable : vers 2050 Å, la courbe d'absorption de ClNa dans D^2O est reculée, suivant les concentrations, de 10 à 30 Å vers les courtes longueurs d'onde par rapport à celle de ClNa dans H^2O.

3° Dans D^2O, on observe, comme dans H^2O, les effets de température et de concentration signalés par Tréhin.

4° La bande faible de 2700 Å, étudiée par Mlle Tournaire ([4]), est exactement à la même place et a une intensité très voisine pour les solutions dans D^2O et H^2O. Cela semble confirmer son attribution à l'ion Cl_3^-.

Le déplacement observé dans le cas de la vapeur et de la glace lourdes a été attribué à l'énergie de zéro de D^2O, qui est de 1240 cm^{-1} environ plus faible que celle de H^2O. Une explication analogue doit être valable pour l'effet observé sur les solutions, car les propriétés électriques qui interviennent dans la structure des solutions électrolytiques (constante diélectrique et son coefficient de température) sont très voisines pour D^2O et H^2O ([5]). Ainsi nos expériences montrent que la théorie des spectres des solutions électrolytiques doit tenir compte de l'énergie cinétique des molécules du solvant. Notons enfin que nos résultats sont d'accord avec

---

([2]) *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 667.

([3]) *Proc. Roy. Soc.*, 153, 1935, p. 534.

([4]) *Rev. d'Opt.*, 14, 1935, p. 436.

([5]) J. Wyman jr. et S. N. Ingalls, *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 1182.

les travaux de Duhm sur les cristaux $SO^4Cu, 5\,H^2O$ et $SO^4Cu, 5\,D^2O$ et de Zanko et Brodski sur SO^4Ni et SO^4CO en solution dans H^2O et D^2O; toutefois, l'interprétation de ceux-ci est plus difficile.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres d'absorption infrarouge et modes de vibration de thiosulfates. Modes de vibration et structure du groupement* SO^3 *dans ces sels et dans quelques autres sels métalliques*. Note de Mme **Raymonde Duval** et M. **Jean Lecomte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les thiosulfates, caractérisés par le groupement S^2O^3, ont été improprement appelés, pendant longtemps, des hyposulfites. En réalité, ils se déduisent des sulfates en remplaçant l'un des atomes d'oxygène par un atome de soufre; aussi peut-on leur attribuer également une structure tétraédrique, l'un des atomes de soufre, celui qui est hexavalent, placé au centre de gravité du tétraèdre, joue un rôle différent de l'autre, qui est bivalent, et placé à l'un des sommets, ce qui est en accord avec les propriétés chimiques. En admettant d'abord que la molécule possède un axe ternaire, perpendiculaire au plan des trois atomes d'oxygène (symétrie C_{3v}), on prévoit six vibrations distinctes, toutes actives dans l'absorption et dans la diffusion, et qui se déduisent des quatre vibrations distinctes du groupement SO^4 (*fig.* 1).

Entre les fréquences de 510 et de 1600 cm^{-1}, les spectres d'absorption d'une dizaine de thiosulfates, pris à l'état de poudre, ont été obtenus avec les spectromètres enregistreurs précédemment décrits ([1]). Ces spectres possèdent quatre principales régions d'absorption et les nombres sont en

([1]) P. Lambert et J. Lecomte, *Comptes rendus*, 189, 1929, p. 155; J. Lecomte, *Ibid.*, 196, 1933, p. 1011.

accord avec ceux des spectres de réflexion de trois thiosulfates, précédemment examinés ([2]). Sauf pour la région de 624 à 671 cm^{-1}, où la présence d'atomes lourds déplace la bande vers les faibles fréquences, on n'observe, pour les trois autres, aucune variation systématique.

Nous avons également porté dans le tableau les raies du spectre de diffusion du thiosulfate et du dithionate de sodium, que nous devons à l'obligeance de M. Jean-Paul Mathieu ([3]), les fréquences moyennes, indiquées par Kohlrausch pour le groupement SO^4, ainsi que quelques nombres concernant les sulfites et les dithionates.

Mode de vibration......	–	δ_{12}	–	δ_{345}		ν_1	ν_{234}
Groupement SO^4.......	–	451	–	613		981	1104 cm^{-1}
Mode de vibration......	–	δ_{12}	ν_4	δ_{45}	δ_3	ν_1	ν_{23}
Absorption I.R. des thiosulfates..............	–	–	–	510 à 565 (F)	624 à 675 (TF)	965 à 1006 (F)	1084 cm^{-1} à 1132 (F)
Spectre Raman de $S^2O^3Na^2$.	238 (tf) ?	335 (m) D	448 (TF) P	? –	668 (tf) ?	998 (F) P	1120 (f) D
Sulfites (absorption et réflexion I.R. et Ra) ([4]).	–	–	–	–	510	968	880 à 940
Dithionates (absorpt. et réflexion I.R. et Ra) ([4]).	–	? 515	279	–	570 710	1095	1200

Si l'attribution des modes de vibration δ_{12}, ν_4, ν_1, ν_{23} se fait sans ambiguïté, avec l'aide de la dépolarisation des raies Raman, il n'en est plus de même pour δ_3 et δ_{45}. On peut prendre pour δ_{45} et δ_3 respectivement les fréquences entre 510 et 565 d'une part, et entre 624 et 675 cm^{-1} d'autre part, ou l'attribution inverse. Comme la fréquence δ_{345} de SO^4 se place entre les deux, nous ne pouvons pas tirer argument de cette comparaison. Nous pensons cependant que la première alternative est la plus vraisemblable; la deuxième région, en effet, ne correspond jamais qu'à une bande, alors que la première comprend généralement deux fréquences distinctes, qui peuvent provenir d'un dédoublement de δ_{45}, dû à ce fait que la symétrie

---

([2]) V. Sihoven, *Zeits. Physik*, 20, 1923, p. 272; *Ann. Acad. Sc. Fennicae*, 20, A, pt. 7, 1924.

([3]) Études antérieures sur le spectre Raman : P. Pringsheim et M. Yost. *Zeits. Physik*, 58, 1929, p. 1; H. Nisi, *Jap. Journ. Phys.*, 5, 1929, p. 119.

([4]) Sihoven (*loc. cit.*) pour la réflexion, Cl. Duval et J. Lecomte pour l'absorption.

de la molécule est moins grande que celle que nous avions admise. On peut supposer, par exemple, d'après divers auteurs, que le thiosulfate de sodium s'écrit $S = S \begin{smallmatrix} \diagup O-Na \\ = O \\ \diagdown O-Na \end{smallmatrix}$, formule dans laquelle deux des atomes d'oxygène ne jouent pas le même rôle que le troisième. Dans ce cas il n'existe plus qu'un plan de symétrie, dont la présence se traduit par l'existence de raies Raman dépolarisées. Des considérations analogues sur la symétrie suffisent peut-être pour expliquer l'existence de deux acides thiosulfuriques, qui a été signalée par divers chimistes.

Le spectre Raman du thiosulfate de sodium contient une raie très faible à 238 cm^{-1}, qui échappait à la classification précédente et qui pourrait représenter une deuxième composante de δ_{12}. Pour ν_{23}, nous n'avons pas observé de dédoublement, peut-être par défaut de résolution spectrale.

Parmi les modes de vibration des thiosulfates, δ_{12}, δ_3, ν_1, ν_{23} représentent, en quelque sorte, des vibrations du groupement SO^3, que l'on retrouve avec d'autres composés (sulfites et dithionates). Dans tous ces sels métalliques envisagés jusqu'ici, l'*ion* SO^3 *possède une structure pyramidale*, car, si elle était plane, la concordance entre les spectres d'absorption et de diffusion ne pourrait pas avoir lieu pour plusieurs modes de vibration. La même conclusion a déjà été indiquée, antérieurement à nos recherches, pour ClO^3, BrO^3, IO^3, mais, si l'on porte les quatre fréquences propres distinctes de ces composés, en fonction des masses atomiques de Cl, Br, I, on constate que les points correspondant à SO^3 ne se placent pas sur les courbes précédentes. Ce résultat tient à ce que l'angle au sommet de la pyramide, que l'on calcule d'après les spectres de vibrations, est, dans les sels métalliques, pour le groupement SO^3, de l'ordre de 125 à 145°, c'est-à-dire beaucoup plus grand que celui des trois autres groupements (106 à 108°). Si l'on passe à l'anhydride sulfurique, SO^3, l'un de nous ([5]) a montré qu'à l'état de vapeur sa structure était plane, mais qu'elle devenait pyramidale à l'état liquide (avec des complications dues à la présence de polymères).

([5]) H. Gerding et J. Lecomte, *Nature*, Londres, **142**, 1938, p. 718; *Physica*, 6, 1939, p. 737.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres d'absorption par réflexion, dans l'ultraviolet, d'oxalates métalliques à l'état solide.* Note de M. **Alain Berton**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons examiné, au moyen des spectres de réflexion de poudres, l'absorption ultraviolette d'oxalates métalliques à l'état solide. Un grand nombre de ces sels (voir le tableau ci-après) possèdent une bande d'absorption, relativement étroite, d'une largeur comprise entre 2500 et $4000^{cm^{-1}}$, et dont le maximum varie avec la nature de l'élément basique entre 2600 et 2450 Å. Cette bande ne peut correspondre qu'aux deux groupements carboxyles du radical oxalique.

L'acide oxalique, par contre, est caractérisé par une large bande dont la limite vers les grandes longueurs d'onde se trouve à 2970 Å. Un maximum peu intense, vers 2660 Å, ainsi qu'une bande étroite apparaissent sur le spectre; cette dernière est limitée, du côté des grandes longueurs d'onde, par le seuil à 2970 Å de la bande large et, du côté des petites longueurs d'onde, par un minimum étroit à 2860 Å.

On retrouve, en outre, pour un certain nombre d'oxalates, une série de ces bandes étroites, régulièrement espacées et délimitées par des minima d'une largeur de $300\,cm^{-1}$ environ et distants les uns des autres de $1500\,cm^{-1}$ en moyenne. A notre connaissance, ces bandes remarquables ([1]) n'ont jamais été décrites jusqu'ici. On peut les rapprocher de celles qu'à observées Schaumann ([2]) pour quelques sels examinés à très basse température. Leur apparition serait liée à des conditions de forte cohésion entre atomes, car elles ne s'observent pas pour l'acide oxalique et les oxalates en solution aqueuse.

Il y a décalage vers les grandes longueurs d'onde des bandes d'absorption, par rapport aux autres oxalates, pour les sels d'argent, de cuivre bivalent, de mercure, de cérium trivalent, d'étain, de plomb, de fer bivalent, de nickel et de cobalt.

L'eau d'hydratation a pour effet de décaler, comme pour les nitrates, les bandes d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, à l'inverse de ce qui a lieu pour les sulfates et les chlorures. Le décalage est de l'ordre de 50 à 100 Å.

([1]) Elles se retrouvent sur les spectres d'absorption obtenus par transmission pour des oxalates en poudre relativement transparents.

([2]) *Z. f. Phys.*, 76, 1932, p. 1.

$C^2O^4H^2.2OH^2$	limite	2970 Å
	min.	2850 (f)
	max.	2640
$C^2O^4H^2$ anh	limite	2920
	min.	2800 (f)
	max.	2580 (f)
$C^2O^4Na^2$	limite	2660
	min.	3055
		2900
		2775
	max.	2530
C^2O^4NaH	limite	2990
	min.	2830 (f)
	max.	2610
$C^2O^4K^2.OH^2$	limite	2675
	min.	3080 (f)
		2950 (f)
		2800 (f)
	max.	2580
$C^2O^4K^2$ anh	limite	2775
	min.	2695 (f)
		2615 (f)
	max.	2640
$(C^2O^4)^2KH^3.2OH^2$	limite	3000
	min.	2890 (f)
$C^2O^4(NH^4)^2OH^2$	limite	2710
	max.	2590
C^2O^4Ca	limite	2600
	max.	2500
C^2O^4Sr	limite	2600
	max.	2530
C^2O^4Ba	limite	2680
	max.	2570
$C^2O^4Mg.2OH^2$	limite	2535
	max.	2440
$C^2O^4Zn.2OH^2$	limite	2515
	min.	2890 (f)
		2745 (f)
		2625 (f)
	max.	2480
C^2O^4Zn anh	limite	2420
$C^2O^4Cd.3OH^2$	limite	2570
	min.	2970
		2850
		2710
		2590
	max.	2460

(F) fort ; (f) faible.

$(C^2O^4)^3La^2.4OH^2$	limite	2680 Å
	max.	2590
$(C^2O^4)^3Pr^2 10OH^2$	limite	2690
Bandes étroites du Pr (visible)		
$(C^2O^4)^3Nd^2 10OH^2$	limite	2720
Bandes du Nd : 3550, 3515, 3475, 3275, 2990		
$(C^2O^4)^3Sm^2 10OH^2$	limite	2660
Bandes du Sm : 4020, 3900, 3750, 3460, 3310, 3170		
$(C^2O^4)^3Ce^2.9OH^2$	limite	3670
$C^2O^4Cu.1/2OH^2$	limite	3300
$C^2O^4Ag^2$	limite	2980
	min.	3290
		3500 (F)
		3120 (F)
		2980 (f)
$C^2O^4Hg^2OH^2$	limite	3280
C^2O^4Sn	limite	3600
C^2O^4Pb	limite	3150
$C^2O^4Fe.2OH$ absorbe tout l'u. v. et une partie du visible		
$C^2O^4Ni.2OH^2$	limite	2840
Bande large du Ni (visible)		
C^2O^4Co	limite	3460
Bande large du Co (visible)		
$C^2O^4(CH^3)^2$	limite	3070
	min.	2950
Bande étroite à 3230		

Oxalates doubles :

$+C^2O^4Cu.C^2O^4(NH^4)^2.2OH^2$	limite	3100
$+C^2O^4Cd.6C^2O^4(NH^4)^2.9OH^2$	limite	2970
	min.	2840 (F)
		2715 (f)
$+C^2O^4Fe.C^2O^4(NH^4)^2.xOH^2$	limite	4300

Notons enfin que les oxalates acides présentent une bande large sensiblement identique à celle de l'acide oxalique.

Les oxalates doubles possèdent des bandes différentes de celles de leurs constituants, ce qui peut s'expliquer par le fait qu'il y a, comme pour les nitrates doubles, liaison mutuelle entre les anions et les cations des constituants avec formation de complexes.

Nous avons donc montré, au moyen des spectres de réflexion d'oxalates en poudre, l'influence des éléments basiques et celle de l'eau d'hydratation sur les bandes d'absorption ultraviolettes caractéristiques du radical oxalique. En outre, des séries de bandes étroites, régulièrement espacées, ont été observées, pour la première fois, dans le cas de l'acide oxalique et d'un certain nombre d'oxalates solides.

PHOTOCHIMIE. — *Décomposition photochimique des solutions d'acide ascorbique dans l'ultraviolet.* Note de Mlle **Sylvanie Guinand**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait que la destruction photochimique de l'acide ascorbique est à la base d'une méthode de dosage de cet acide (1).

M. Vacher et Mlle Lortie (2) ont donné une technique de cette destruction. Ils l'obtiennent en irradiant les solutions aqueuses au moyen d'un tube à vapeur de Hg sous basse pression et haute tension et l'attribuent à la raie de résonance 2537 Å du Hg, cette raie étant comprise dans la bande d'absorption de l'acide ascorbique.

Or nous avons noté (3) que les radiations actives ne pouvaient être que celles de l'ultraviolet lointain où l'acide ascorbique présente une réabsorption intense (au delà de 2000 Å).

Nous avons repris cette étude : dans ce but nous avons utilisé une source analogue à celle de M. Vacher et de Mlle Lortie (tube rectiligne à vapeur de Hg de la maison Gallois). Les solutions ayant été préparées dans des conditions déjà indiquées (3), nous les avons irradiées avec la lampe fonctionnant sous 35 mA, 1000 volts :

1° en interposant un filtre de glucose cristal de 2^mm,5 d'épaisseur, transparent jusqu'à 2250 Å;

2° sans interposer de filtre.

(1) A. Chevallier et Y. Choron, *Bull. Soc. Chim.*, 19, 1937, p. 511.

(2) *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 726.

(3) S. Guinand et B. Vodar, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 526.

Nous avons étudié la destruction en suivant la disparition de la bande d'absorption au moyen d'un spectrophotomètre à cellule photoélectrique. Les densités optiques ont été mesurées à 2650 Å, centre de la bande caractéristique de l'acide ascorbique.

Pour la solution étudiée (environ 10^{-5} gr/cm^3) sous 10^{mm} d'épaisseur, avant l'irradiation, la densité optique était de 0,63. Dans le premier cas, après 25 minutes d'irradiation, elle devient égale à 0,61 : la bande d'absorption subsiste, pratiquement l'acide ascorbique n'est donc pas détruit; l'action photochimique des radiations supérieures à 2250 Å est sensiblement nulle.

Dans le second cas, après le même temps d'irradiation, la densité optique tombe à 0,07, ce qui indique une destruction presque complète.

Dans cette destruction photochimique les radiations actives sont donc bien celles de l'ultraviolet lointain, probablement 1942 et 1849 Å, les plus intenses dans le spectre d'émission de la lampe utilisée, au-dessous de 2250 Å.

Nos résultats ne concordent donc pas avec l'interprétation de cette destruction photochimique donnée par les auteurs cités, *la raie* 2537 Å *étant pratiquement inactive*. L'emploi de la lampe à mercure à haute tension garde cependant l'intérêt déjà signalé d'une destruction rapide avec un flux facilement contrôlable, alors que celui de l'étincelle ([3]) est beaucoup plus difficile à maintenir constant. On pourrait rendre presque monochromatique le rayonnement photochimiquement actif en coupant la raie 1849 Å à l'aide d'une couche très mince d'un absorbant convenable (glucose cristal par exemple), ce qui ne laisserait subsister que la radiation 1942 Å et quelques autres, beaucoup plus faibles, 2063 et 2262 Å.

M. Vacher et Mlle Lortie obtiennent une destruction totale en quelques secondes, avec une lampe alimentée sous 11700 V, 225 W, alors que, avec des solutions identiques et une lampe sous 1000 V, 30 W, dans nos expériences la destruction n'est complète qu'après 15 minutes d'irradiation; le rapport de ces deux temps n'est pas du tout celui des puissances; cela pourrait s'expliquer par le fait que dans le premier cas le tube hélicoïdal entoure complètement la cuve, qui reçoit ainsi un flux plus grand; il est également possible que le régime de la lampe de M. Vacher et Mlle Lortie favorise l'émission de la raie 1849 Å qui résulte du passage $2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Sur une méthode de calcul approchée des fréquences propres de vibration de carbures saturés aliphatiques ramifiés.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous nous proposons de calculer les fréquences propres de quelques-uns des mouvements plans de vibration des carbures de formule générale

$$\begin{matrix} CH^3 \\ CH^3 \end{matrix}\!\!>\!CH-CH^2-CH^2-\ldots-CH^2-CH^3.$$

Tous les radicaux ayant des masses voisines, nous remplaçons ces derniers par des particules matérielles de même masse m et nous supposons les constantes de liaison identiques et de valeur commune k; d'autre part, au lieu de raisonner sur un modèle coudé, nous faisons l'approximation d'une configuration à n masses,

X, Y, x', x, m, 1, 2, 3, 4, 5, n-1, n, l_1, l_2, l_3, l_4, l_{n-1}, θ_1, θ_2

symétrique par rapport à XY et telle qu'à l'état d'équilibre toutes les liaisons aient la même longueur.

Désignons par θ_1 l'angle des valences 1-3 et 2-3 et par θ_2 l'angle que fait chacune d'elles avec XY. Soit l_i la variation de longueur de la liaison entre les particules de rang i et $i+1$; les équations du mouvement s'obtiennent en considérant l'énergie potentielle comme provenant uniquement de la variation de longueur des liaisons, négligeant ainsi la contribution, d'ailleurs relativement faible, due à la variation de l'angle de valence θ_1. Comme l'ont fait Bauermeister et Weizel pour étudier d'autres modèles ([1]), nous avons écrit, pour chaque liaison, le mouvement des masses qui la limitent en prenant un axe $x'x$ dirigé suivant la

([1]) *Physik. Zeits.*, 57, 1936, p. 169.

liaison elle-même. En désignant par x_i et x_{i+1} les déplacements des particules extrêmes sur cet axe, on a $x_{i+1}-x_i=l_i$ et les équations du mouvement, écrites avec les variables l_i, s'obtiennent sans difficulté :

$$
\begin{gathered}
-ml''_1-2kl_1+kl_2\cos\theta_1+kl_3\cos\theta_2=0,\\
kl_1\cos\theta_1-ml''_2-2kl_2+kl_3\cos\theta_2=0,\\
kl_1\cos\theta_2+kl_2\cos\theta_2-ml''_3-2kl_3+kl_4=0,\\
kl_3-ml''_4-2kl_4+kl_5=0,\\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots;\\
kl_{n-3}-ml''_{n-2}-2kl_{n-2}+kl_{n-1}=0,\\
kl_{n-2}-ml''_{n-1}-2kl_{n-1}=0.
\end{gathered}
$$

En supposant harmoniques les variations de longueurs l_i et en faisant le changement de variable $x=m\omega^2-2k/k$, les fréquences propres ν sont données par la relation

$$\nu=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}\sqrt{x+2},$$

x étant solution de l'équation de degré $n-1$

$$
\begin{vmatrix}
x & \cos\theta_1 & \cos\theta_2 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0\\
\cos\theta_1 & x & \cos\theta_2 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0\\
\cos\theta_2 & \cos\theta_2 & x & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0\\
0 & 0 & 1 & x & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0\\
. & . & . & . & . & . & \dots & . & . & 1\\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & & 1 & x & 1\\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & & 0 & 1 & x
\end{vmatrix}=0.
$$

Pour vérifier le degré d'approximation de cette méthode, nous l'avons appliquée à la recherche des fréquences propres de l'*isopropane*, de l'*isohexane* et de l'*isooctane*.

Nous avons pris $\theta_1=70°30'$, calculé à partir du propane; d'autre part on peut écrire

$$\nu=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2k}{m}}\sqrt{\frac{x+2}{2}}=\nu_0\sqrt{\frac{x+2}{2}},$$

ν_0 étant la fréquence d'oscillation de deux particules m mises en présence; nous prendrons $\nu_0=919\,\text{cm}^{-1}$, valeur afférente à la liaison CH^2-CH^2, comme Kirkwood et Bonner l'ont montré ([2]).

([2]) *Journ. of Chem. Physics*, 7, 1939, p. 506.

Le tableau suivant permet de comparer les résultats du calcul aux données expérimentales ([3]).

		Fréquences (cm^{-1}).						
Isopentane..	ν calc...	510		865		985		1160
	ν obs...	470 R.		–		994 I. R.		1158 (I. R.) 1161 (R.)
Isohexane...	ν calc...	460		740	960	1055		1220
	ν obs...	–		731 (I. R.)	963 (I. R. et R.)	1040 (I. R.) 1044 (R.)		1256 (I. R.) 1250 (R.)
Isooctane ([4]).	ν calc...	310	575	775	973	990	1150	1250
	ν obs...	–	–	756 (I. R.)	953 (I. R.)	–	1150 (I. R.)	–

Malgré les approximations faites, on constate un assez bon accord.

RAYONS X. — *Spectres* L *d'émission et d'absorption et niveaux caractéristiques du tantale* (73). Note ([1]) de Mlle **Ioana Manescu**, présentée par M. Aimé Cotton.

Cette Note présente une étude du spectre L du tantale. Le dispositif expérimental a déjà été décrit ([2]).

L'émission était due à une anticathode massive de tantale, excitée sous 40 kV. Les mesures des raies d'émission ont été faites en premier ordre pour les régions α et β, en premier et second ordres pour la région γ, par des pointages directs sur les clichés; les raies Kα et Kβ des éléments suivants, prises en second ordre, servaient de références : Cd, Ag, Pd, Rh, Ru, Mo, Zr et Sr. Le tableau ci-après présente les émissions, classées d'après le niveau L initial. On remarque un écart entre mes valeurs et celles antérieurement admises, qui, pour certaines raies, atteint quelques dixièmes d'unités X.

J'ai mesuré pour la première fois les raies suivantes : 1° β_{15} qui se détache nettement de β_2; 2° $L_{II}N_{VI,VII}$ identifiée par rapport à β'_7 ($L_{III}N_{VI,VII}$); 3° γ_4 et γ'_4 qui, grâce au bon pouvoir de résolution du mica analyseur, apparaissent dédoublées sur mes clichés en premier comme en deuxième

([3]) J. Lecomte, *Annales de Physique*, 10, 1938, p. 503.
([4]) Le spectre Raman de ce composé n'a pas été fait à notre connaissance.

([1]) Séance du 8 décembre 1941.
([2]) Y. Cauchois et I. Manescu, *Disq. Mat. et Phys.*, 1, 1, 1940, p. 117.

Spectre L *d'émission du tantale.*

	Émissions.	Mesures antérieures (*N. B.*). λ. u. x.	λ. u. x.	$\frac{\nu}{R}$
	M_{II} β_4 L_I	1343,07	1342,92	678,57
	M_{III} β_3........	1304,09	1304,08	698,78
	M_{IV} β_{10}.......	K 1251,1	1251,18	728,33
	M_V β_9........	K 1243,9	1243,89	732,59
	N_{II} γ_2........	1103,0	1103,14	826,07
	N_{III} γ_3.........	1097,08	1097,15	830,58
	O_{II} γ'_4........	1062,7	1063,23	857,08
	O_{III} γ_4........	–	1062,46	857,69
L_{II}	M_I η.........	1467,9	1468,0$_3$	620,7$_4$
	M_{IV} β_1........	1324,23	1324,29	688,12
	N_I γ_5........	1170,8	1170,48	778,54
	N_{IV} γ_1........	1135,58	1135,64	802,43
	$N_{VI,VII}$........	–	1113,5	818,3$_8$
	O_I γ_8........	K 1117,9	1118,2$_0$	814,9$_4$
	O_{IV} γ_6........	1111,5	1111,58	819,79
L_{III}	M_I l.........	1724,9	1724,8$_1$	528,3$_3$
	M_{IV} α_2........	1529,78	1529,74	595,70
	M_V α_1........	1518,85	1518,80	599,99
	N_I β_6........	1328,4	1328,09	686,15
	N_{IV} β_{15}.......	–	1283,4$_8$	710,0$_0$
	N_V β_2........	1281,90	1281,88	710,88
	$N_{VI,VII}$ β'_7.....	K 1255,3	1255,1$_7$	726,0$_1$
	O_I β_7......	1261,3	1261,2$_3$	722,5$_2$
	$O_{IV,V}$ β_5......	1253,2	1252,82	727,37

N. B. — Les nombres de cette colonne sont ceux retenus par Siegbahn dans son Traité (³), sauf ceux notés K, qui sont de Kaufman (⁴).

ordre. Ceci m'a permis de calculer les valeurs énergétiques des niveaux O_{II} et O_{III} qui n'étaient pas séparés.

A ma connaissance, le spectre L d'absorption du tantale métallique n'avait pas encore été étudié dans son ensemble.

Cork ([5]) et Nishina ([6]) ont employé l'oxyde; Nishina a donné comme

([3]) *Spektroskopie der Rœntgenstrahlen*, 2te Aufl., 1931.

([4]) *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 385 et p. 613.

([5]) *Phys. Rev.*, 21, 1923, p. 326.

([6]) *Phil. Mag.*, 49, 1925, p. 521.

fréquences d'absorption les fréquences des raies blanches et non, suivant l'usage, celles des discontinuités, qui leur sont inférieures. Semat [7] n'a étudié que L_{III}, quant à sa largeur énergétique et à son déplacement selon l'état chimique.

L'écran absorbant était constitué par de la poudre métallique répartie d'une manière homogène sur une surface convenable de papier adhésif, et d'une épaisseur correspondant à 8 mg/cm². Le fond continu était émis par du Ba sous forme de chlorure, collé par de la gomme-laque sur une anticathode massive en cuivre. La source d'électrons était un filament de molybdène ou une cathode à oxyde.

Spectre L d'absorption du tantale.

		λ. u. x. d'après les mesures antérieures.					
		C [5].	N [6].	S [7].	λ. u. x.	$\frac{\nu}{R}$.	$\frac{\Delta\nu}{R}$.
L_{III}	Discontinuité....	1253	(1251,7)	1252,9	1252,58	727,51	0
	Raie blanche....	–	–	–	1252,02	727,83	0,32
L_{II}	Discontinuité....	1111,8	(1110,2)	–	1111,42	819,91	0
	Raie blanche....	–	–	–	1111,00	820,22	0,31
L_{I}	Discontinuité....	1058	(1057)	–	$1058,8_2$	$860,6_4$	–

Les discontinuités d'absorption apparaissent ainsi bien contrastées, surtout L_{III} et L_{II}, aussi bien en premier qu'en deuxième ordre. Des raies blanches bien définies accompagnent L_{III} et L_{II}. La crête L_{I}, quoique moins nette, est cependant mesurable avec une bonne précision, surtout en premier ordre. En accord avec les considérations théoriques, elle est dépourvue de raie blanche.

Le tableau ci-dessus contient le résultat des mesures relatives aux trois crêtes d'absorption et aux deux raies blanches, effectuées par des pointages directs sur les clichés et sur les enregistrements microphotométriques [8]. On remarquera que, comme on le constate en général pour les autres éléments, la différence des fréquences entre les discontinuités L_{II} et L_{III} est, à la précision des mesures près, la même que pour les raies blanches correspondantes.

---

(7) *Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 688.

(8) Les enregistrements ont été effectués pour moi par Mme Guilmart sur un microphotomètre de Challonges.

Niveaux caractéristiques du tantale.

L_I	860,12	M_{III}	161,34	N_{III}	29,55	O_I	4,99
L_{II}	819,93	M_{IV} ...	131,81	N_{IV}	17,51	O_{II}	3,05
L_{III}	727,51	M_V	127,52	N_V	16,71	O_{III}	2,43
M_I	199,18	N_I	41,37	$N_{VI,VII}$ ..	1,52	$O_{IV,V}$ ..	0,14
M_{II}	181,55	N_{II}	34,06				

Les niveaux énergétiques du tantale ont été calculés à partir de la fréquence de la discontinuité d'absorption L_{III} et des fréquences d'émission.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la production de peroxyde d'azote pendant la destruction thermique d'ozone en présence d'azote.* Note de MM. **Daniel Barbier** et **Daniel Chalonge**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Au cours d'un travail précédent effectué en collaboration avec Masriera ([1]), nous avons attribué la lueur qui accompagne la destruction thermique de l'ozone à l'excitation de peroxyde d'azote produit pendant la destruction de l'ozone. En outre, au cours des mesures de coefficients d'absorption de l'ozone que nous avons récemment publiées ([2]), nous avons rencontré, lorsque l'ozone est porté à une température suffisamment élevée, une anomalie qui nous a paru pouvoir s'expliquer par la création de peroxyde d'azote concomitante à la destruction de l'ozone en présence d'azote. La série des expériences suivantes, faites à plusieurs reprises, justifie cette conclusion.

1° Un courant d'air comprimé ozonisé par son passage à travers un ozoniseur de Berthelot traversait un tube de pyrex de trois mètres de long chauffé à 280°C. A sa sortie de ce tube, le gaz traversait un réfrigérateur immergé soit dans de la glace carbonique, soit dans de l'oxygène liquide. Lorsqu'on faisait usage d'oxygène liquide, il n'apparaissait aucune trace d'ozone liquéfié, ce qui prouve que ce gaz était complètement détruit par son passage dans le tube chaud. Par contre, après avoir ramené le réfrigérateur à la température ambiante, on constatait qu'il était plein d'un gaz jaune ou rouge, suivant que l'opération avait duré une ou trois heures. Ce

([1]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 984.
([2]) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 650.

gaz a été reconnu spectroscopiquement être du peroxyde d'azote NO^2 (3) : en particulier ses coefficients d'absorption étaient proportionnels à ceux publiés par Lambrey et Corbière (4).

2° La même expérience a été réalisée sans chauffer le tube de 3m, le réfrigérateur étant refroidi par de la glace carbonique (susceptible de condenser NO^2 en laissant passer O^3) : aucune condensation n'a été observée, ce qui prouve que le peroxyde d'azote n'est pas produit dans l'ozoniseur, mais que le passage de l'air ozonisé dans le tube chaud est nécessaire à sa formation.

3° On a repris la même expérience en ozonisant de l'oxygène électrolytique, et en lui mélangeant de l'azote à la sortie de l'ozoniseur, avant l'entrée dans le tube chauffé : aucune condensation n'a été observée. Il semble donc que le passage de l'azote dans l'ozoniseur soit également nécessaire à la production de NO^2.

4° Dans un tube de 20cm de long, on a introduit de l'oxygène ozonisé. L'oxygène, provenant d'air liquide, contenait un peu d'azote. Le tube, fermé, a été chauffé à 95° pendant une durée de 1 heure 30 minutes et des spectres ont été pris pour suivre la destruction d'ozone et la production de peroxyde d'azote. Au cours de ces opérations l'épaisseur réduite d'ozone est passée de 1cm,96 à 0cm,96, pendant que l'épaisseur réduite de peroxyde d'azote (sous les conditions normales), évaluée à l'aide des coefficients de Lambrey et Corbière (4), passait de 0 à 0cm,13.

Ces expériences sont en accord avec celles signalées à propos de l'étude de la lueur accompagnant la destruction de l'ozone, sauf sur le point suivant : cette lueur semblait ne changer ni d'intensité ni de composition, que l'azote soit mélangé à l'oxygène avant ou après le passage de ce dernier gaz dans l'ozoniseur, ce qui montrerait que, dans les deux cas, il y a formation de NO^2. Il est vrai qu'à l'époque où ce travail a été effectué nous utilisions de l'oxygène provenant d'air liquide et contenant, par suite, toujours un peu d'azote, c'est-à-dire que, dans les deux cas, de l'azote traversait l'ozoniseur. Aussi avons-nous repris l'étude de la lueur accompagnant la destruction d'ozone, mais en produisant ce dernier gaz à partir d'oxygène électrolytique : le résultat est resté le même. Cette

(3) Si l'air comprimé était insuffisamment desséché, on recueillait également une goutte de liquide incolore qui nous a paru être de l'acide azotique.

(4) *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1334.

particularité demande à être éclaircie : peut-être sera-t-il alors possible de se faire une idée du mécanisme des réactions.

On peut se demander si des phénomènes analogues ne se produisent pas dans la haute atmosphère, qui, ainsi qu'on le pense généralement, se trouve à une température assez haute, au moins + 30°C. vers 50^{km}, altitude à laquelle doivent subsister des traces d'ozone. A. et E. Vassy ont observé précisément ([5]) une absorption continue faible dont l'aspect rappelle celle du peroxyde d'azote et qui correspondrait à une épaisseur réduite de ce gaz de l'ordre du millimètre. Rappelons encore que Adel et Lampland ([6]) ont découvert dans l'atmosphère la présence des oxydes d'azote N^2O^5 et N^2O par leur spectre infrarouge.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'action de quelques solutions salines sur les arséniates alcalinoterreux.* Note de M. **Henri Guérin**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les recherches que nous avons effectuées sur les systèmes

$$As^2O^5 - OX - OH^2,$$

où X = Ca, Sr ou Ba ([1]), nous ont permis de préciser ce qui concerne la solubilité dans l'eau ou l'hydrolyse des divers arséniates alcalinoterreux; il restait à examiner quantitativement l'action de certaines solutions salines sur ces composés afin de vérifier, en particulier, si, conformément à certaines indications, l'addition de très faibles quantités de sels à l'eau servant à préparer les bouillies arsénicales suffisait à faire passer en solution des quantités notables d'anhydride arsénique ([2]).

Nous avons utilisé différentes solutions de sels alcalins dont les anions fournissent des sels de calcium solubles : chlorures, azotates, acétates, à des concentrations comprises entre 1/10e de mol-g par litre et, suivant les cas, 2 à 7 mol-g par litre.

L'addition progressive de quelques grammes des divers arséniates

---

([5]) *Journal de Physique*, 10, 1939, p. 459.
([6]) *Astr. Journal*, 87, 1938, p. 198.

([1]) H. Guérin, *Bull. Soc. Chim. France*, 5e série, 5, 1938, p. 1472; *Ann. Chimie*, 11e série, 16, 1941, p. 101.
([2]) J. H. Reedy et Haag, *J. Ind. Eng. Chem.*, 13, 1921, p. 1038.

dans 100^{cm^3} de ces solutions maintenues à environ 17°, nous a permis d'effectuer les observations suivantes :

L'*arséniate monocalcique* se dissout dans ces solutions en subissant une légère hydrolyse. Quand la saturation est atteinte, ce qui se produit avec d'autant moins de sel que la solution initiale est plus concentrée, une nouvelle addition d'arséniate monocalcique entraîne la précipitation d'arséniate alcalin :

$$(AsO^4)^2CaH^4 + 2ClNH^4 = 2AsO^4NH^4H^2 + Cl^2Ca.$$

On peut dissoudre de petites quantités d'*arséniate bicalcique* dans les solutions salines étudiées : par exemple $0^g,7$ de tétrahydrate dans 100^{cm^3} de solution $n/2$ de chlorure d'ammonium. Si l'on poursuit l'addition du sel jusqu'à l'obtention d'une phase solide permanente, on constate que celle-ci n'est généralement pas de l'arséniate bicalcique mais un arséniate double du type $As^2O^5.2OCa.OM^2.nOH^2$ avec $M = NH^4$, K ou Na, ou bien encore, pour certaines solutions diluées, du biarséniate pentacalcique.

Les phases liquides en équilibre ont des compositions variables suivant la concentration initiale en chlorure, azotate etc.

	Solutions de $ClNH^4$.						Solutions de ClK.				
	4*n*.	3*n*.	2*n*.	*n*.	*n*/2.	*n*/10.	3*n*.	2*n*.	*n*.	*n*/2.	*n*/10.
As^2O^5 %...	0,88	0,86	0,85	0,69	0,47	0,30	0,41	0,45	0,44	0,39	0,30
OCa %....	0,42	0,41	0,39	0,33	0,24	0,13	0,19	0,20	0,19	0,18	0,14
pH........	6,0	6,2	6,6	6,9	7,0	7,2	6,4	6,8	7,0	7,2	7,4

Les solutions $n/10$ ont des teneurs en As^2O^5 du même ordre de grandeur que celles résultant de l'action de l'eau sur les arséniates bicalciques, mais leurs teneurs en chaux sont plus élevées, la présence du sel alcalin limitant l'hydrolyse.

Si l'on remplace l'arséniate bicalcique par le *biarséniate pentacalcique* ou l'*arséniate tétracalcique*, ces derniers sont décomposés avec production des sels doubles indiqués plus haut.

Dans le cas de l'*arséniate tricalcique*, il y a échange d'ions entre ce sel et la phase liquide :

$$(AsO^4)^2Ca^3 + 2ClK = (AsO^4)^2Ca^2K^2 + Cl^2Ca,$$

jusqu'à ce que la teneur en calcium de celle-ci atteigne une valeur d'autant plus élevée que la solution saline initiale est plus concentrée : 0,059 % Ca pour ClK $n/10$, 0,168 pour ClK $n/2$, 0,600 pour ClK $2n$, les concen-

trations en AsO^4 étant dans tous les cas de l'ordre de 0,025 %, alors que celle de la solution aqueuse de $(AsO^4)^2Ca^3.10\,OH^2$ est d'environ 0,010.

Les arséniates *monostrontique* et *monobarytique* se comportent comme l'arséniate monocalcique.

L'*arséniate bistrontique*, qui décompose les solutions des sels de potassium et de sodium avec formation d'arséniates doubles, est soluble en présence de sels d'ammonium.

Lorsqu'on ajoute de l'*arséniate tristrontique* aux solutions des sels de sodium ou de potassium, un échange d'ions entre ce composé et le sel alcalin dissous conduit aux mêmes sels doubles. Avec les sels d'ammonium cet échange ne se manifeste que si l'on opère en milieu suffisamment concentré ($>2n$ pour $ClNH^4$) : il se forme alors l'arséniate double de strontium et d'ammonium ; à des concentrations plus faibles il y a simple dissolution.

Les *arséniates bi- et tribarytiques* sont légèrement solubles dans les solutions des sels d'ammonium et de potassium ; ce n'est qu'avec les sels de sodium que nous avons isolé un arséniate double.

Nous indiquons ci-dessous l'ordre de grandeur des solubilités des arséniates de strontium bi- et tribasiques dans certaines des solutions étudiées, en les exprimant en grammes de sel anhydre dans 100^{cm^3} de solution.

Solution.			
Sel dissous.	Concentration (g dans 100^{cm^3} sol.).	Sel étudié.	Solubilité ($g/100^{cm^3}$).
$ClNH^4$..........	21,4 ($4n$)	Ars. bistront.	2,25
»	10,7 ($2n$)	»	1,85
»	5,3 (n)	»	1,27
»	0,53 ($n/10$)	»	0,58
NO^3NH^4........	16,0 ($2n$)	»	1,43
$C^2H^3O^2NH^4$.....	15,4 ($2n$)	»	1,50
$ClNH^4$..........	10,7 ($2n$)	Ars. tristront.	1,60
»	0,53 ($n/10$)	»	0,33
$ClNH^4$..........	10,6 ($2n$)	Ars. bibaryt.	0,55
ClK............	14,9 ($2n$)	»	0,33
$C^2H^3O^2NH^4$.....	15,4 ($2n$)	»	0,42
$ClNH^4$..........	21,4 ($4n$)	Ars. tribaryt.	0,81
»	10,6 ($2n$)	»	0,60
ClK............	14,9 ($2n$)	»	0,045
NO^3NH^4........	56,0 ($7n$)	»	2,75
$C^2H^3O^2NH^4$.....	15,4 ($2n$)	»	0,57

En résumé, l'addition des arséniates de calcium dans diverses solutions salines donne lieu à des réactions variées : double décomposition, échange d'ions, hydrolyse et très rarement à un phénomène de simple solubilité. Les arséniates de strontium, relativement solubles dans les solutions des sels d'ammonium, tendent également à donner des sels doubles, tandis que pour les arséniates de baryum la solubilité est la règle et l'échange d'ions l'exception.

C'est à cette formation de sels doubles qu'est due, comme nous l'avions admis antérieurement ([3]), l'impossibilité, dans certains cas, de préparer par double décomposition des arséniates alcalinoterreux parfaitement purs.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un nouveau mode de β-chloroéthylation.* Note ([1]) de M. **Léonce Bert.**

Gilman et Beaber ont découvert une nouvelle méthode de β-chloroéthylation dans l'action du *p*-toluènesulfonate de β-chloroéthyle sur les combinaisons organomagnésiennes mixtes ([2]).

Leur réactif s'obtient en condensant le *p*-toluènesulfochlorure, sous-produit peu coûteux de l'industrie de la saccharine, avec la monochlorhydrine du glycol. Le produit commercial n'est jamais pur. Une purification grossière, que nous proposons comme suffisante en l'espèce, consiste à en dissoudre le plus possible dans le benzène, à rejeter la couche inférieure et à chasser le solvant de l'autre couche. Cette opération, pour simple qu'elle soit, ne laisse pas d'élever le prix du *p*-toluènesulfochlorure, à tel point qu'il devient préférable, et c'est l'objet de cette Note, de le remplacer par le benzènesulfochlorure bidistillé fourni par les usines de l'I. G. à très bon marché ([3]).

Le benzènesulfochlorure joint à l'avantage d'un poids moléculaire moindre, celui, non négligeable, d'être liquide à la température ordinaire et, de ce fait, plus maniable que le *p*-toluènesulfochlorure, solide à odeur forte, désagréable et tenace.

Voici l'essentiel de notre nouveau mode de β-chloroéthylation :

([3]) M. Guérin, *Contribution à l'étude des arséniates alcalinoterreux* (*Thèse de doctorat ès sciences,* Paris, 1937).

([1]) Séance du 8 décembre 1941.

([2]) H. Gilmann et N. J. Beaber, *Am. Chem. Soc.*, 45, 1923, p. 839.

([3]) Ce qu'explique le bas prix des matières premières : benzène et chlorhydrine sulfurique SO^3HCl.

I. *Réactif, benzènesulfonate de choroéthyle* $C^6H^5SO^3CH^2CH^2CL$. — N'ayant pas trouvé mention de ce produit dans la littérature chimique, nous avons fait mettre sa préparation au point, en 1938, par notre élève G. Tratapel, qui a étudié l'influence, sur le rendement, de la concentration, de la température et du temps.

Il convient d'opérer comme suit :

On chauffe à 150°, pendant trois heures, au réfrigérant à reflux, un mélange de deux molécules de monochlorhydrine du glycol sèche et d'une molécule de benzènesulfochlorure bidistillé commercial.

On récupère, à la rectification, les deux réactifs non combinés, qui servent à nouveau, et l'on obtient, avec un rendement de 73 %, le benzènesulfonate de β-chloroéthyle attendu, engendré par la réaction

$$C^6H^5SO^2Cl + HOH^2C\,CH^2Cl = C^6H^5SO^3CH^2CH^2Cl + ClH.$$

Le benzènesulfonate de β-chloroéthyle se présente sous la forme d'une huile incolore, à odeur faible, non désagréable, insoluble dans l'eau, soluble dans l'éther, pour laquelle : $Éb_{15}$ 192°; d_4^{20} 1,331; n_D^{20} 1,535.

II. *Préparation des dérivés* $R\,CH^2CH^2Cl$. — On condense le benzènesulfonate de β-chloroéthyle, au sein de l'éther anhydre, avec la combinaison organomagnésienne mixte $R\,Mg\,X$ convenable. Il se produit la double décomposition

$$R\,MgX + C^6H^5SO^3CH^2CH^2Cl = RCH^2CH^2Cl + C^6H^5SO^3MgX.$$

Le mode opératoire est celui des auteurs américains précités.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le magnésien du chlorhydrate de pinène et les acides camphane-carboniques.* Note [1] de MM. **Gustave Vavon** et **Charles Rivière**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide camphane-carbonique, obtenu par action de CO^2 sur le magnésien du chlorhydrate de pinène, a été étudié par de nombreux chimistes [2]. Les

---

(1) Séance du 15 décembre 1941.

(2) Zelinsky, *Ber. d. chem. Ges.*, 35, 1902, p. 4418; Houben, *Ber. d. chem. Ges.*, 35, 1902, p. 3696; 38, 1905, p. 3799; Barbier et Grignard, *Bull. Soc. Chim.*, 15, 1914, p. 26; Bousset et Mlle Vaugin, *Bull. Soc. Chim.*, 47, 1930, p. 986; Rupe, *Helv. Chem. Acta*, 11, 1928, p. 1180; Bode, *Ber. d. chem. Ges.*, 70, 1937, p. 1176; Ikeda, *Chem. Zentr.*, 1, 1928, p. 50.

résultats obtenus dans ces divers travaux sont peu concordants, aussi avons-nous repris cette étude.

Théoriquement, il peut exister deux acides camphane-carboniques, suivant que CO^2H est du même côté de l'hexagone que le pont, ou du côté opposé; chacun d'eux peut se présenter sous forme droite et gauche. Ces deux acides R—CO^2H et R′—CO^2H correspondent aux bornéol et isobornéol R—OH et R′—OH.

La carbonatation totale du magnésien conduit à un mélange, à parties sensiblement égales, des deux isomères.

En partant d'un chlorhydrate droit (α-pinène d'Alep), F 126°, $[\alpha]_{578} + 35°,7$ (*c* 0,10 dans l'alcool), on obtient un acide dont le pouvoir rotatoire ne varie que légèrement d'une expérience à l'autre, entre —12° et —16°.

Par carbonatation partielle, on obtient au contraire un pouvoir rotatoire variant beaucoup en fonction du volume fixé, comme le montre le tableau suivant, où figurent le pourcentage de CO^2 fixé, les pouvoirs rotatoires de l'acide correspondant, et dans la dernière colonne celui, pour λ 578, de l'acide formé entre deux mesures successives (c'est-à-dire : $\Delta(x \times [\alpha])/\Delta x$, où x représente la fraction carbonatée).

CO^2 fixé.	$[\alpha]_{578}$.	$[\alpha]_{436}$.		$[\alpha]_{578}$.
%	°	°	%	°
7	+11,90	+26,80	0 à 7	+11,90
13	+11,85	+26,75	7 à 13	+11,79
25	+11	+24	13 à 25	+10,08
36	+10,50	+23,3	25 à 36	+ 9,35
41,5	+ 5,90	+14	36 à 41,5	—24,10
51	+ 0,20	+ 2,15	41,5 à 51	—24,70
62	— 4,80	— 7,2	51 à 62	—26,10
69	— 7	—12,75	62 à 69	—26,5
80	—11	—10,50	69 à 80	—36,5
100	—16,50	—30,35	80 à 100	—38,5

Le graphique de Darmois, appliqué aux différentes valeurs de $[\alpha]_{578}$ et $[\alpha]_{436}$ des acides obtenus, donne un faisceau de droites concourantes et montre que ces acides sont des mélanges à proportions variables de deux constituants, l'un droit l'autre gauche.

Nous avons pu isoler ces deux isomères.

Acide droit. — Nous l'avons d'abord préparé par carbonatation partielle (25 %) et purification du produit obtenu par cristallisations successives jusqu'à pouvoir rotatoire constant. Nous avons constaté ensuite que le

magnésien s'isomérise complètement, quand on ajoute du toluène, chasse l'éther et maintient vers 110° pendant 2 à 3 heures : par carbonatation totale il donne uniquement l'acide droit dont le pouvoir rotatoire est (c 0,09 dans le toluène)

$$[\alpha]_{578} + 11°,9; \quad [\alpha]_{546} + 13°,9; \quad [\alpha]_{436} + 27°.$$

Ce corps fond mal entre 73° et 79°. Nous avons réussi à isoler deux formes cristallines; des prismes F 81°,5-82°,5 et des aiguilles F 74°,5-76°. Nous poursuivons l'étude de ces deux variétés.

Acide gauche. — Après de nombreux essais, nous avons trouvé dans le bromure d'allyle un réactif qui agit sélectivement sur le magnésien et dans le même sens que CO^2, en donnant l'allyle-camphane.

On fait réagir 40 à 50 % de bromure d'allyle et l'on carbonate le magnésien résiduel. L'acide formé est fortement gauche $[\alpha]_{578}$ —32°. Par 4 ou 5 cristallisations dans le toluène on arrive au produit pur qui fond nettement à 76°,5—77° $[\alpha]_{578}$ —45°,1; $[\alpha]_{546}$ —50°; $[\alpha]_{436}$ —89° (c 0,10 dans le toluène).

Composition du magnésien. — Par addition de dioxane on précipite la forme simple (70 %) tandis que la forme double reste en solution (30 %). Or la carbonatation partielle de cette solution n'est plus sélective, et l'acide obtenu est toujours un mélange à parties sensiblement égales des deux isomères. C'est d'ailleurs là la composition de l'acide total fait sur le magnésien primitif.

Le magnésien est donc constitué par les deux formes simples R—MgCl et R′—MgCl, à parties sensiblement égales, soit 35 % pour chacune, et par la forme double 30 %, qui contient, elle aussi, les deux radicaux R et R′ à égalité.

La dernière colonne du tableau ci-dessus montre de plus que CO^2 se fixe sélectivement, d'abord sur R—MgCl qui donne l'acide droit. Ensuite la sélectivité est moins nette; toutefois CO^2 se fixe plus lentement sur R′—MgCl que sur la forme double.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge des couches à lignites de Saint-Lon (Landes).* Note de M. **Fernand Daguin** et Mlle **Geneviève Delpey**, présentée par M. Charles Jacob.

Au centre de la grande boucle de l'Adour, au Sud-Sud-Ouest de Dax, se trouve la localité de Saint-Lon, au voisinage de laquelle ont été exploités

sporadiquement depuis la première moitié du XIXe siècle des gîtes de lignites.

L'âge de ces lignites a été, et reste, discuté. Si les premiers auteurs, J. Delbos et A. Leymerie, ont tenu en particulier pour un âge aptien ou cénomanien, par contre la Feuille géologique d'Orthez au 80000e ne distingue plus les terrains à lignites de Saint-Lon, et toutes les formations au voisinage du village sont rangées dans le Bartonien ou le Miocène.

Le regretté P. Dubalen, Conservateur du Musée de Mont-de-Marsan, a retrouvé à Saint-Lon quelques éléments de la faune signalée à l'origine par J. Delbos. Il la rangeait encore dans l'Aptien. Toutefois P. Viennot rapporte que, d'après un renseignement fourni par H. Douvillé, le gisement pourrait être cénomanien et aurait fourni, sans doute à P. W. Stuart-Menteath, *Orbitolina concava*.

Avec M. de la Source, Ingénieur du Génie rural, et plus récemment avec M. Dupanloup, l'un de nous (F. D.) a eu l'occasion de recueillir de nouveaux fossiles dans les délaissés des anciennes exploitations de Saint-Lon. En y joignant les récoltes de P. Dubalen conservées au Musée de Mont-de-Marsan, on y retrouve de nombreux Lamellibranches correspondant plus ou moins à la faune signalée par Delbos, parmi lesquels *Cardium hillanum*. En outre, avec un joli lot d'*Exogyra flabellata*, une nouveauté, au moins jusqu'ici, pour le Sud-Ouest du Bassin d'Aquitaine, réside dans la trouvaille de Gastropodes que l'un de nous (G. D.) croit pouvoir indiscutablement rapporter à *Glauconia Curetti Repelin*, du Cénomanien de Mondragon, dans la basse vallée du Rhône.

En définitive, l'âge des lignites de Saint-Lon nous paraît incontestablement cénomanien, et cette attribution est d'autant plus à remarquer que le même Cénomanien, dans la ride de Tercis, située un peu plus au Nord, est franchement marin avec des calcaires à *Caprina adversa*, *Toucasia lævigata*, *Sphærulites Fleuriausi*, *Alveolina cretacea* etc., nombreux fossiles significatifs signalés par Arnaud et Seunes.

GÉOPHYSIQUE. — *Sur les propriétés de l'aimantation thermorémanente des terres cuites.* Note de M. **Émile Thellier** présentée par M. Charles Maurain.

Les terres cuites acquièrent par refroidissement dans un champ magnétique une aimantation permanente, dite thermorémanente; par réchauffement, cette aimantation disparaît. L'acquisition et la perte

d'aimantation obéissent à des lois simples et d'un caractère général, même lorsqu'on étudie un corps de composition minéralogique aussi complexe qu'une brique ordinaire. Je vais donner, comme exemple, les résultats d'une série d'expériences vérifiant l'une de ces lois et montrant quelles sont la fidélité et la précision des faits récemment acquis dans ce domaine.

Une brique ordinaire, C5, d'abord désaimantée par réchauffement à 670° [1], est refroidie, jusqu'à la température ordinaire, dans le champ magnétique terrestre où elle a été placée *de champ*, horizontalement, sa longueur dirigée suivant le méridien magnétique. Elle présente alors, à 20°, un moment magnétique thermorémanent dont les composantes X, Y, Z, respectivement perpendiculaires aux faces 11×6^{cm}, 22×11^{cm} et 22×6^{cm}, sont :

$X_0 = 0{,}342$ u. e. m., due à la composante horizontale, 0,164 gauss, du champ terrestre ;
$Y_0 = 0$;
$Z_0 = 0{,}890$ u. e. m., due à la composante verticale, 0,422 gauss, du champ terrestre (champ dans le laboratoire).

Cette brique est ensuite soumise à une succession de réchauffements à des températures *t* croissantes, suivis de refroidissements jusqu'à la température ordinaire, dans une position nouvelle qui restera la même pendant tous les réchauffements : *à plat* et la longueur encore parallèle au méridien magnétique. Il en résulte que les refroidissements ont lieu maintenant : dans le champ 0,422 gauss suivant Y, en champ nul suivant Z et dans le champ initial 0,164 gauss suivant X. On mesure chaque fois les composantes du moment magnétique après retour à 20°. Plusieurs expériences se trouvent ainsi effectuées en même temps :

1° Sur la composante Z on suit la disparition progressive de l'aimantation Z_0 de la brique sous l'effet de réchauffements suivis de refroidissements en *champ magnétique nul*.

2° Sur la composante Y on suit l'aimantation progressive du même corps, par refroidissement dans le champ 0,422 gauss depuis la température *t*, de plus en plus élevée, jusqu'à 20°.

3° L'étude de la composante X, enfin, permet de suivre l'effet résultant d'une désaimantation par réchauffement à *t* suivi d'un refroidissement dans un champ analogue au champ ayant provoqué l'aimantation initiale, ici 0,164 gauss.

---

[1] E. Thellier, *Ann. de l'Institut de Physique du Globe*, Paris, 16, 1938, pp. 157-302 (voir § 60).

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau qui suit, où les valeurs des composantes du moment, exprimées en u.e.m., sont multipliées par 10^3; les tirets correspondent à des valeurs faibles dont la mesure n'est pas précise.

t°.	45°.	60°.	80°.	100°.	127°.	150°.	175°.	213°.	250°.	303°.	353°.
Z.....	874	849	800	726	638	587	545	467	450	425	391
Y.....	–	–	–	160	233	310	343	417	430	450	490
X.....	332	334	340	338	343	338	335	342	338	344	342

t°.	403°.	452°.	454°.	483°.	523°.	547°.	559°.	573°.	585°.	615°.	670°.
Z.....	342	300	298	262	150	–	–	–	0	0	0
Y.....	534	575	575	600	740	827	843	870	879	883	878
X.....	342	340	341	344	356	351	337	356	352	357	349

1° Le moment magnétique final, $Z = 0$, $Y = 0{,}880$ u.e.m., $X = 0{,}350$ u.e.m., environ, dû au refroidissement dans le champ terrestre depuis 670° (ou même 580° ici) jusqu'à 20°, est pratiquement égal au moment initial (Z et Y intervertis), acquis dans les mêmes conditions, malgré le nombre important des réchauffements subis dans l'intervalle. La brique étudiée n'est donc pas modifiée minéralogiquement, au moins dans ses constituants magnétiques, par ces réchauffements. D'autres essais ont montré que, dans ces conditions, les valeurs X, Y, Z sont bien définies pour *t* donné; elles ne dépendent pas des réchauffements à température inférieure ou égale à *t*.

2° La somme $Z + Y$ est pratiquement constante et égale à Z_0; la diminution $Z_0 - Z$ de l'aimantation Z_0, due initialement au champ 0,422 gauss, est donc égale à l'aimantation Y acquise dans ce champ. Ce fait me paraît correspondre à une propriété générale qu'on peut énoncer ainsi : *une terre cuite, minéralogiquement stable, d'abord aimantée par réchauffement à 670° et refroidissement jusqu'à la température ordinaire dans un champ* H *faible, présente, après une succession de réchauffements à des températures quelconques* (²) *bornées supérieurement par la température t, suivis de refroidissements en champ nul, une diminution de son aimantation initiale égale à l'aimantation qu'elle prendrait par refroidissement dans le champ* H *depuis t jusqu'à la température ordinaire.*

3° La composante X est constante; c'est un fait complémentaire du

(²) Pour des températures peu différentes de la température ordinaire, cette propriété a déjà été étudiée (E. Thellier et Mme O. Thellier, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 59).

précédent : suivant X le réchauffement réduit l'aimantation initiale due au champ 0,164 gauss et le refroidissement dans le même champ qui fournit une aimantation égale à la perte et dirigée comme le moment initial, rétablit ce moment.

4° La courbe de désaimantation $Z = f(t)$, ou, ce qui revient au même, la courbe exactement complémentaire de Y, présente des arcs successifs, nets, en relation avec les constituants magnétiques de la terre cuite. L'établissement de cette courbe peut constituer une nouvelle méthode d'analyse thermomagnétique qui ne fait pas double emploi avec celle de G. Chaudron et de ses élèves, dans laquelle l'aimantation thermorémanente, seule étudiée ici, ne se présente que comme un accident à éliminer [3].

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur la formation et la répartition des faciès vaseux dans les estuaires.* Note [1] de M. **Louis Glangeaud.**

Dans un estuaire, les grains supérieurs à 200^{μ} se déplacent principalement par roulement. Le dépôt des éléments les plus gros dépend donc surtout de la variation des vitesses sur le fond. Les vases sont formées par les éléments plus petits que 100^{μ} transportés en suspension [2]. Nous allons montrer que ce sont aussi des phénomènes hydrodynamiques qui jouent le rôle dominant dans la répartition et le dépôt des vases pour les estuaires de grandes dimensions, arrivant près de la maturité (Loire, Elbe, Weser), ou déjà mûres (Gironde et Mersey).

I. *Sur un profil transversal. — a. Dans les chenaux.* — Nous avons constaté, à la fois par dragages et par l'étude des sondages au son, aimablement communiqués par les ports de Bordeaux et Nantes, l'existence de dépôts de vase dans l'axe même des chenaux de la Gironde, entre le Bec d'Ambès et Talais et dans ceux de la Loire, vers Donges et Paimbœuf. Ces chenaux ne découvrent pas à marée basse et leur axe correspond sensiblement au maximum de vitesse en surface. On ne peut donc faire intervenir ici ni le phénomène de colmatage entre deux marées, ni une diminution locale de la vitesse.

---

(3) A. Michel, *Ann. de Chimie*, 2e série, 8, 1937, p. 317.

(1) Séance du 15 décembre 1941.

(2) L. Glangeaud, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1595.

Nous avons expliqué ce dépôt par l'existence d'un *échange tourbillonnaire* négatif (*Austauch*) qui se produit de haut en bas dans l'axe même du chenal ([3]). Il est d'autant plus marqué que l'estuaire, présentant une embouchure plus rétrécie, offre, vers sa partie médiane, ce que j'ai nommé le *bouchon vaseux*.

b. Sur les bancs médians, découverts à marée basse, les petites cuvettes, existant entre les rides sableuses dans la zone du bouchon vaseux, laissent déposer, pendant leur isolement, les troubles en suspension dans l'eau. Quand la marée remonte, une partie de la vase de ces cuvettes reste en dépôt, car elle se trouve protégée par les rides sableuses. Il se forme ainsi de petites lentilles de vase fine, qui sont peu à peu recouvertes par le sable plus grossier formant les rides qui les encadrent (banc de Bilho dans la Loire).

c. Sur les berges et les bancs latéraux intercotidaux, le dépôt et le colmatage des vases se produit suivant un mécanisme décrit, dans son ensemble, par de nombreux auteurs. La diminution de vitesse de l'eau au cours du jusant provoque, sur les bords où le courant est ralenti, le dépôt d'une couche fluide de vase. Cette pellicule vaseuse, exposée à l'air, adhère plus ou moins fortement à la couche déposée au cours de la marée précédente. Quand le flot remonte, la vitesse limite nécessaire pour remettre en suspension cette vase, est supérieure à la vitesse limite de dépôt. Quand les marées sont à coefficients décroissants et qu'il n'y a ni crues, ni marées tempêtes, la couche de vase molle laissée sur les bords au cours de la descente du jusant ne peut être ainsi que partiellement remise en suspension par le flot.

La différence entre les vitesses limites d'érosion et de dépôt d'un sédiment dépend de plusieurs facteurs : *a*. d'un facteur de *frottement*, important surtout pour les graviers et les galets; *b*. d'un facteur *d'encastrement* lié à la courbe granulométrique du sédiment et intervenant par la diminution de la surface d'attaque du grain ; *c*. des *attractions interfaciales* qui augmentent avec la finesse du dépôt. M. Bourcart ([4]) a particulièrement insisté sur le colmatage des rives, qui fait ainsi intervenir toute une série d'actions complexes, mais qui dépend, en premier lieu, de la différence existant entre les vitesses limites de dépôt et d'érosion.

([3]) L. GLANGEAUD, *B. S. G. F.*, 5e série, 8, 1938, pp. 599-631; *Revue Géogr. physique et Géol. dynamique*, 11, IV, 1938, pp. 333-336-349.

([4]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 758.

d. Sur les rives, l'eau des inondations abandonnée dans les cuvettes, laisse, par décantation, des vases et limons, dont la composition granulométrique correspond à celle des troubles transportés en suspension.

II. *Suivant un profil longitudinal*, les phénomènes varient en fonction de la distance à la mer, qui modifie aussi bien les facteurs hydrodynamiques (amplitude et durée de la marée, vitesse des courants) que les facteurs physicochimiques (pH, salinité etc.). Dans cette variation longitudinale, les phénomènes de floculation par l'eau de mer, liés au pH et à la salinité, n'ont, ainsi que nous l'avons montré ([5]) qu'une importance secondaire dans la sédimentation. Dans l'estuaire de la Seine, MM. Bourcart ([6]) et Rajčević ([7]) ont remarqué que l'agrégation des particules se produisait déjà dans l'eau douce du fleuve. Nous avons observé un phénomène analogue dans la Garonne fluviatile et la Loire, principalement au moment des crues. Les agrégats et floculats, déjà formés, sont maintenus en suspension par la turbulence de l'estuaire exactement comme les grains de sable ayant la même vitesse de chute.

Les matières en suspension, *quelle que soit leur nature*, sont stockées en un *bouchon vaseux* par suite du décalage entre les ondes liquides des marées et les ondes de troubles. Ce sont les variations longitudinales de la turbulence et des échanges tourbillonnaires, au cours des marées, étudiés en détail par ailleurs ([8]), qui permettent ainsi d'expliquer la formation du *bouchon vaseux*.

La matière organique ne joue qu'un rôle secondaire. Son adjonction à une vase n'augmente la vitesse de sédimentation en eau immobile que de 4 % au miximum. *La quantité du carbone organique dosé dans les vases des estuaires dépasse rarement* 5 %, et une moyenne calculée sur 220 échantillons, provenant de 11 estuaires français et étrangers, est de 2,54 %.

Ces observations et beaucoup d'autres montrent qu'il existe non seulement des *corrélations*, mais aussi une *hiérarchie* entre les facteurs hydrodynamiques, physiques, chimiques, géographiques et géologiques intervenant dans les dépôts.

([5]) L. Glangeaud, *loc. cit.*, 1938, pp. 611-614.

([6]) *C. R. Soc. géol. France*, n° 6, 1939, p. 73.

([7]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 760.

([8]) L. Glangeaud et Mme Bonichon, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1072; L. Glangeaud, *Congrès international de l'Union géodésique*, Washington, 1939, p. 12, 6 fig.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur le mécanisme de la sédimentation des vases dans les estuaires*. Note de MM. **Jacques Bourcart, Claude Francis-Bœuf et Bogdan Rajčević.**

Les géologues et les géographes ont constaté depuis très longtemps que les estuaires des fleuves, à l'exception de ceux des mers sans marée, étaient comblés par des dépôts fins, très homogènes. Ceux-ci ont reçu le nom, soit de vases, soit d'argiles, suivant la théorie adoptée pour les expliquer.

1. Une première théorie fait appel aux seules lois de l'érosion, du transport et du dépôt dans un courant fluvial. Partout où la surface rocheuse du bassin d'un fleuve est attaquée par l'érosion, elle serait réduite en fragments de plus en plus usés, c'est-à-dire de plus en plus fins, suivant la distance de transport : blocs, galets, sables et, enfin, particules microscopiques ou submicroscopiques constituant les argiles ou vases. L'un de nous (J. B.) [1] a montré que cette filiation, entre les particules de dimensions décroissantes, n'était pas admissible : la très grande majorité des grains de sable ne provenant pas de blocs, et l'essentiel des constituants des vases n'étant pas l'ultime produit de l'érosion.

2. La seconde théorie admet que l'envasement des estuaires est dû à la pénétration des eaux marines, solution d'électrolytes, qui floculerait les particules très fines et colloïdales de la charge transportée par le fleuve dans son bas cours. Mais B. Rajčević [2] et C. Francis-Bœuf [3] ont montré que, dans un estuaire, il faut distinguer une zone où la marée se traduit par des variations physicochimiques du milieu, et une zone située plus en amont où la marée n'est qu'un phénomène dynamique. Dans ces deux zones cependant, il se dépose de la vase.

3. Très récemment, L. Glangeaud [4] semble admettre que le dépôt de la charge vaseuse se fait sous l'influence active des tourbillons qui, du fait de l'accroissement d'énergie produite dans les estuaires par le phénomène de la marée, y prédominent par rapport à toute autre partie du cours fluvial.

Dans plusieurs Notes antérieures, nous avons tenté de serrer de près le mécanisme de cette sédimentation tout en déterminant la nature et les propriétés physicochimiques de la substance complexe qui, en se déposant, deviendra la vase. Il nous paraît utile, actuellement, de préciser l'idée que nous nous faisons du mécanisme même de ce dépôt de vases dans les estuaires.

---

(1) J. Bourcart, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1941 (*sous presse*).

(2) *Comptes rendus*, 208, 1939, pp. 760-762.

(3) *Comptes rendus*, 208, 1939, pp. 916-918 et 212, 1941, pp. 619-621.

(4) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1941 (*sous presse*).

Nous avions montré ([5]) que toutes les vases (estuaires, étangs, mares, bras morts etc.) n'étaient pas des argiles au sens minéralogique et chimique. Elles sont constituées par un squelette minéral pulvérulent et un *liant* analogue à l'humus des sols cultivables, associé à des gels de fer (hydroxydes ou sulfures). Une microfaune et une microflore sont jointes à ce complexe (Diatomées, Flagellés, Bactéries etc.) et des restes d'animaux planctoniques : Foraminifères, Coccolites, Silicoflagellés etc., interviennent pour caractériser les vases qui, finalement, peuvent être considérées comme un *ensemble* jouissant de propriétés physiques, chimiques et biologiques bien définies.

Cette vase se dépose essentiellement sur les rives des estuaires ou sur les bancs de sable qui peuvent exister dans les chenaux. L'étendue des vases, dans le profil transversal, est variable. Elles peuvent n'occuper qu'une certaine partie des berges : schorre émergée et slikke submergée, le chenal restant sableux. Dans d'autres cas, les slikkes se rejoignent et le chenal lui-même est alors vaseux.

La puissance des dépôts, ainsi accumulés, peut être très grande (plus de 20^m sur la Seine à Tancarville) et leur surface toujours considérable.

Il ne semble pas que l'existence de systèmes tourbillonnaires à axes verticaux puisse expliquer la généralité de cette sédimentation. L'envasement, par seule gravité, ne nous paraît pas plus une explication suffisante. En effet, l'étude du débit solide, capté dans les estuaires, nous a montré qu'il était, en très grande partie, composé de fins granules de l'ordre du μ, de particules lamelleuses (micas, phyllites) et d'éléments dont la densité est, soit très voisine de celle de l'eau, soit plus faible. Les grains de sable, apportés par le flot, ou emmenés par le jusant, sont, le plus souvent, transportés en flottaison, soit seuls, soit associés avec la précédente catégorie de particules. Ces différentes phases peuvent évidemment se grouper en gros ou petits flocons; la densité de ces flocons est toujours très voisine de celle de l'eau, en sorte qu'ils flottent généralement entre deux eaux. Il semble qu'il n'y ait possibilité de sédimentation par gravité qu'au voisinage des étales de haute mer et de basse mer, bien qu'encore le renversement des courants se fasse très rapidement.

La théorie physicochimique rend compte, évidemment, des causes

---

([5]) J. Bourcart, *Comptes rendus*, **208**, 1939, pp. 758-760; **209**, 1939, pp. 542-544; J. Bourcart et C. Francis-Boeuf, *Comptes rendus*, **209**, 1939, pp. 568-570; C. Francis-Boeuf, *Rev. géogr. phys. géol. dyn.*, **11**, 1938, pp. 399-438.

initiales de la formation des flocons, c'est-à-dire de la prédominance des forces d'attraction entre les particules sur les forces de répulsion. Le liant des vases est un colloïde lyophile et amphotère dont la coagulation a lieu au voisinage du point isoélectrique. J. C. Vlès et C. Francis-Bœuf ont trouvé que ce point était atteint pour une concentration en ions hydrogène très proche de celle des eaux de l'estuaire (cas du Bou-Regreg). Mais les flocons qui se forment ainsi sont très légers et ils ne peuvent se sédimenter qu'en milieu tout à fait calme; le plus faible degré de turbulence, qui existe toujours dans l'estuaire, suffit à les maintenir en suspension.

Le flot refoule donc, jusqu'à un certain point de l'estuaire, ces flocons, les particules non encore agrégées et les éléments du plancton; puis le jusant les entraîne vers le large jusqu'à ce qu'un nouveau flot les refoule encore. C'est cette masse qui constitue le *bouchon vaseux* dont a parlé L. Glangeaud (6) pour la Garonne. Une partie s'en sédimente; mais les apports venant du large et de l'amont compensent cette perte.

La sédimentation de cette suspension ne peut se faire que si toute turbulence cesse, c'est-à-dire aux moments des étales. Elle peut aussi avoir lieu, comme l'ont montré J. Laurent (7) et L. Glangeaud (6), au centre de tourbillons à axes verticaux. Mais l'essentiel de la sédimentation sur les rives se fait, selon nous, quand la tranche d'eau est nulle ou très faible. L'eau abandonne les rives, c'est-à-dire la slikke, dont la pente est très faible, avec une vitesse très lente. A ce moment les phénomènes d'attraction capillaire jouent le rôle principal et les particules, les flocons ou l'écume se collent à la surface de la slikke. C'est à ce type de sédimentation, qui domine pendant tout le jusant, qu'on donne, en général, le nom de *colmatage*, qualification qui ne rend pas compte du mécanisme. Les berges vaseuses peuvent donc s'accroître vers le chenal jusqu'au moment où la puissance érosive du jusant devient suffisante : elles deviennent alors convexes.

Le chenal est très rarement vaseux, le plus souvent sableux, voire caillouteux. Si la tranche d'eau peut y descendre aux environs d'un mètre, pendant plusieurs heures, ce qui est le cas pour les estuaires à courant fluvial très faible, comme les rivières bretonnes ou le Bou-Regreg, le chenal peut s'envaser, tant par accroissement des berges, que par sédi-

---

(6) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 8, 1938, pp. 599-631.

(7) *Contribution à l'application des lois de similitude aux essais sur modèles réduits d'hydraulique fluviale. Thèse*, in-4°, Paris, 1940.

mentation par gravité et, ceci, jusqu'à sa disparition. Par ces processus variés, la vase tend donc à colmater les estuaires : 1° *sans que les électrolytes y jouent un rôle prédominant*; 2° *essentiellement le long des rives et plus rarement dans le chenal*; 3° *ce type de sédimentation n'est possible que grâce à la marée*, qui permet l'apport bi-quotidien de grandes quantités de suspensions, et aussi l'existence de lieux de vitesses nulles par suite de son caractère périodique.

BIOLOGIE VÉGÉTALE APPLIQUÉE. — *Sécrétions par les racines du Lin d'une substance spécifique toxique pour une nouvelle culture de cette plante.* Note de M. **Paul Becquerel** et Mlle **J. Rousseau**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Dans la culture du Lin il y a une difficulté que les agriculteurs n'ont pas réussi à surmonter, c'est d'obtenir une récolte normale de Lin sur un sol qui vient de porter cette plante, et cela malgré les façons aratoires appropriées, une excellente fumure et les engrais nécessaires pour remplacer les éléments minéraux enlevés par la première végétation. Si l'on veut cultiver dans le même sol du Lin, il faut attendre huit à dix ans et quelquefois plus que la terre soit reposée. Or quelle est la cause de cette fatigue du sol, et, celle-ci étant connue, comment pourrait-on y remédier? Ce serait un grand progrès pour l'extension des cultures de cette plante industrielle. Dans nos recherches nous avons supposé qu'il s'agissait d'une intoxication du sol par les racines du Lin. Comme il est impossible d'isoler les sécrétions des racines dans la terre, milieu trop complexe envahi par les microorganismes, nous avons appliqué la méthode bactériologique des cultures pures aseptiques, dont s'était déjà servi M. Marin Molliard dans son travail sur les sécrétions toxiques des racines du Pois [1]. Nous avons stérilisé des graines de Lin de Riga et nous les avons mises à germer sur du coton hydrophile aseptique dans une boîte de Pétri stérilisée, puis nous avons transporté chaque plantule aseptique dès que sa racine avait atteint 10^{mm}, dans un tube de culture stérilisé rempli de 25^{cm^3} d'eau distillée et fermé par un bouchon d'ouate. La jeune plantule, maintenue par un tampon d'ouate au-dessus de l'eau, continuait sa croissance à l'abri des germes. Au bout d'une dizaine de

(1) *Bull. Soc. Bot. fr.*, 60, 1913, pp. 442-446.

jours nous retirions la plantule de son tube et nous obtenions ainsi un tube d'eau distillée contaminée par la sécrétion de sa racine, prêt à une nouvelle culture. Pour connaître l'action de cette sécrétion, nous n'avions qu'à faire croître, dans la même eau, une nouvelle plantule dont la racine avait à ses débuts 10^{mm}. La mesure de l'allongement de la racine, comparée avec celui d'une racine d'une plantule de même âge dans un tube témoin contenant seulement de l'eau distillée, permettait de constater si la sécrétion de l'ancienne plantule retirée était nuisible ou favorable à la croissance.

Dans une première série d'expériences avec vingt tubes de culture, dix témoins et dix possédant la sécrétion d'une jeune racine pendant 10 jours, nous avons obtenu les résultats suivants :

Alors *qu'après douze jours, les racines des tubes témoins s'étaient, en moyenne, allongées dans l'eau distillée de* 121^{mm}, *les racines dans l'eau distillée contenant la sécrétion d'une racine antérieure avaient grandi de* 90^{mm}.

La sécrétion des racines avait donc eu une action légèrement toxique sur la croissance des racines des nouvelles cultures.

Pour être bien certains de l'activité de cette sécrétion, nous avons institué une seconde série d'expériences où l'eau distillée en contenait des doses croissantes. Quatre groupes de quatre tubes chacun, avec 25^{cm^3} de liquide, avaient été préparés : 1° un groupe de tubes de cultures témoins à eau distillée seule; 2° un groupe à eau distillée contaminée par la sécrétion d'une seule racine; 3° un groupe avec les sécrétions de 100 racines. Enfin, le 4e groupe avec les sécrétions de 1000 racines.

Le temps de sécrétion de ces jeunes racines avait été de 15 jours dans un volume d'eau de 100^{cm^3} pour chaque lot. Dans chaque tube stérilisé furent transportées de nouvelles plantules aseptiques dont les racines avaient toutes 10^{mm}.

Après 12 jours, nous obtenions les résultats suivants :

L'élongation des racines dans les tubes témoins avait été, en moyenne, de 149^{mm}, *alors que dans les autres, elle fut de* 111^{mm} *pour la sécrétion d'une racine, de* 85^{mm} *pour celles de* 100 *racines et* 45^{mm} *pour* 1000 *racines.* Nous nous attendions pour ce groupe à un arrêt complet. Mais en raison du nombre de racines, il doit y avoir eu un phénomène antagoniste soit de fixation, soit de diminution de la sécrétion de chaque racine. Quoi qu'il en soit, voulant nous rendre compte si la vie ou la mort de la racine augmentait ou libérait une plus grande dose de substance toxique, nous avons accompli de nouvelles expériences.

Quatre lots de 4 tubes chaque, avec 25^{cm^3} d'eau distillée, furent stérilisés : un lot témoin à eau distillée seule, un deuxième avec des tubes ayant les sécrétions de 100 racines de jeunes plantules pendant 15 jours dans 100^{cm^3} d'eau distillée; un troisième lot de tubes avec les sécrétions de 100 racines plus âgées pendant 45 jours, enfin un quatrième lot avec les sécrétions de 100 racines pendant 45 jours, puis tuées par le chauffage à 90°C. et retirées après.

Les jeunes plantules ayant des radicules de 10^{mm} apportées sur ces milieux donnèrent, après 45 jours, les allongements moyens suivants : 500^{mm} *dans les cultures témoins*, 162^{mm} *avec les sécrétions des racines vivantes* et 21^{mm} *avec les sécrétions des racines* pendant leur vie et après leur mort.

Ces résultats sont significatifs. *Les racines tuées par la chaleur ont abandonné dans le milieu davantage de substances toxiques.*

C'est ce qui se passe après l'arrachage du lin quand meurent les radicelles restées dans le sol. Enfin, une autre question importante restait à résoudre. Cette sécrétion toxique pour une nouvelle culture de Lin, l'est-elle aussi pour des cultures d'autres plantes ?

Dans l'eau distillée contenant les sécrétions de 100 racines de Lin pendant quinze jours, nous avons fait croître des plantules aseptiques de Blé, d'Orge, de Colza, de Luzerne, de Maïs, de Lupin, de Pois, de Fève. Au bout de quinze jours, nous n'avons pas constaté de différence de croissance de leurs racines avec celles des cultures témoins dans l'eau distillée seule. *La substance sécrétée par les racines du Lin n'est donc toxique que pour une nouvelle culture des plantes de son espèce.* Ce résultat est d'ailleurs confirmé par la pratique agricole où, après une récolte de Lin, on peut cultiver dans le même sol, sans nuire à leur rendement, des Céréales ou des Légumineuses.

Nous avons réussi à neutraliser cette substance toxique spécifique, que nous avons appelée la linéine, et déterminé sa nature chimique.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *La nicotinamide dans les tissus du fœtus humain.* Note [1] de M. **André Lwoff**, M[lle] **Madeleine Morel** et M. **Louis Digonnet**, présentée par M. Émile Roubaud.

Après avoir constaté que le lait de la Femme renferme moins de $0^{mg},1$ de

[1] Séance du 1 décembre 1941.

nicotinamide pour 100^{cm^3}, E. Kodicek [2] a envisagé ainsi le problème du besoin du Nourrisson : « Comme l'enfant a besoin d'acide nicotinique pour ses coenzymes, il serait intéressant de savoir s'il naît avec une grande réserve d'acide nicotinique, ou s'il peut le synthétiser ». Nous apportons des documents qui permettent de répondre par la négative à la première de ces deux hypothèses.

Nous avons examiné trois fœtus de 700, 1820 et 3100^g. Pour les deux premiers, la cause de l'avortement n'a pas été déterminée. Le troisième est mort d'accident mécanique au cours d'une extraction par le siège. Les organes, préalablement pesés, ont été broyés avec du sable de Fontainebleau en présence d'acide chlorhydrique pur, à raison de 5^{cm^3} pour 1^g de cerveau, 1^{cm^3} pour les autres organes. Après addition d'eau bidistillée à raison de 95 ou de 99^{cm^3} par gramme, on porte les liquides obtenus une heure à 130° en tubes scellés. On filtre sur filtre sans cendres. On prélève une partie du liquide qu'on neutralise et qu'on amène à une dilution déterminée, 1 pour 2000 pour le foie, 1 pour 500 à 1 pour 1000 pour les autres organes. S'il se produit un précipité, on l'élimine par centrifugation. Le liquide clair ainsi obtenu est stérilisé à l'autoclave (une heure à 120°) et ajouté ensuite au milieu de culture pour *Proteus* à raison de 1^{cm^3} pour 9^{cm^3} de milieu. Les résultats de nos dosages sont consignés dans le tableau ci-dessous.

La nicotinamide dans les organes du fœtus humain
(en mg pour 100^g de tissu frais).

	Fœtus de			
	5 mois (700^g).	6,5 mois (1820^g).	9 mois [a] (3100^g).	Moyenne.
Foie	5,8	5,2	3,7	4,9
Rein	3,85	3,5	4,0	3,8
Cœur	4,65	5,35	4,85	5,0
Muscle	2,85	1,65	3,2	2,6
Cerveau	–	2,1	2,6	2,35
Estomac	–	–	3,3	–
Intestin grêle	–	–	3,1	–
Thyroïde	–	–	2,5	–
Peau	–		2,9	–
Cartilage (épiphyse fémorale)	–	–	0,97	–
Os (diaphyse fémorale avec moelle osseuse)	–	–	1,3	–

[a] Mort d'accident mécanique au cours d'une extraction par le siège.

---

[2] *Biochemical Journal*, 34, 1940, p. 724.

On ne connaît pas encore la teneur en nicotinamide des tissus de l'Homme, mais on peut utilement comparer les valeurs trouvées pour le fœtus à celles des Mammifères en général, qui sont à peu près les mêmes pour toutes les espèces étudiées jusqu'ici : Porc, Bœuf, Mouton, Lapin etc. Ces valeurs sont les suivantes :

	Foie.	Rein.	Muscle strié.	Cœur.
pour 100g de tissu frais	17	7	4,5	5,5 mg

Ces chiffres correspondent à des animaux préalablement saignés. La teneur relativement faible des organes du fœtus peut tenir en partie à la présence d'une certaine proportion de sang, tissu pauvre en nicotinamide : $0^{mg},8$ pour 100^{cm^3} en moyenne chez l'Homme.

Il ressort cependant nettement des chiffres trouvés que les tissus du fœtus humain sont très pauvres en nicotinamide. Un seul organe fait exception, le muscle cardiaque, dont la teneur en nicotinamide peut être considérée comme correspondant à celle du Mammifère adulte. Le muscle cardiaque, notons-le, est le seul muscle du fœtus qui travaille.

L'hypothèse peut être envisagée que les fœtus étaient issus de mères carencées. Mais on connaît la propriété des embryons de « faire leur plein » aux dépens de leur mère, et l'on peut, semble-t-il, conclure que, non seulement le fœtus ne renferme pas de réserves de nicotinamide, mais encore que ses tissus, exception faite pour le cœur, sont beaucoup plus pauvres en amide nicotinique que ceux de l'adulte.

L'embryon de l'Homme n'accumule donc pas de nicotinamide au cours de son développement intra-utérin.

IMMUNOLOGIE. — *Les protéines des sérums humains et les immunisines antimorbilleuses.* Note de M. **Henri Bonnet** et Mme **Odette Leau**, présentée par M. Gustave Roussy.

On sait que, par sa méthode à l'acétone, M. Piettre (1) extrait du sérum sanguin les diverses protéines qu'il dénomme sérum-globuline, sérum-albumine et myxo-protéine; il a montré également que les anticorps sont fixés sur l'une ou sur l'autre de ces protéines. Nous avons recherché dans quelle fraction se trouvaient les immunisines antimorbilleuses. Pour cela,

(1) *Biochimie des Protéines*, Paris, 1937.

dans une première série d'expériences, nous traitons par l'acétone du sérum de convalescent de rougeole déjà éprouvé et reconnu riche en immunisines. Après précipitation des protéines totales, on sépare la sérum-globuline par floculation au moyen de l'acide chlorhydrique dilué; reprise par l'eau distillée, neutralisée à la soude, rendue isotonique par addition de chlorure de sodium à 8,5 °/₀₀, additionnée d'une solution de quinosol à 1 pour 10 pour la rendre aseptique, la sérum-globuline se présente comme un liquide légèrement opalescent, assez épais, de teinte jaunâtre. Le volume terminal en est égal à la moitié du volume initial du sérum.

Cette solution de sérum-globuline a été injectée à trois enfants en période d'incubation de rougeole, le jour ou le lendemain de leur contamination, aux doses suivantes : 4^{cm^3} pour un enfant de 4 ans, 6^{cm^3} pour un enfant de 7 ans, 4^{cm^3} pour un enfant de 4 ans, c'est-à-dire la moitié de la dose de sérum de convalescent qu'il eût fallu utiliser. L'un des enfants n'a pas eu la maladie, un autre a eu une rougeole normale, le troisième n'a pu être retrouvé. Eût-il été préservé que, néanmoins, un seul échec nous montre que les immunisines présentes dans le sérum de convalescent ne se sont pas retrouvées, ou tout au moins ne se sont retrouvées qu'en partie dans la sérum-globuline que nous avons extraite.

Le reste des protéines du sérum de convalescent, comprenant sérum-albumine et myxo-protéine, est ensuite traité par l'acétone pour en éliminer la myxo-protéine; la sérum-albumine, desséchée en fines paillettes, est redissoute dans l'eau distillée; cette solution, ramenée à l'isotonie et aseptisée comme il a été dit pour la sérum-globuline, se présente comme un liquide parfaitement limpide, de teinte jaunâtre. Le volume est ramené à la moitié du volume du sérum initial. Nous avons injecté cette solution à trois enfants en incubation de rougeole, le lendemain ou le surlendemain de leur contamination, aux doses suivantes : 4^{cm^3} pour un enfant de 4 ans, 3^{cm^3} pour un enfant de 2 ans et demi, $2^{cm^3},5$ pour un enfant de 18 mois; chez tous nous avons obtenu une prévention totale.

De ces premières expériences nous pouvons donc conclure que par la méthode à l'acétone on peut extraire, du sérum de convalescents, les immunisines antimorbilleuses; elles accompagnent surtout la fraction dite sérum-albumine. Cependant la sérum-globuline paraît en conserver une partie, moins active.

Nous avons ensuite recherché ces mêmes immunisines dans le sérum d'anciens rougeoleux. La sérum-globuline, mise en solution sous un volume égal au 1/3 du volume primitif du sérum, a été injectée à 5 enfants, le lende-

main ou le surlendemain de leur contamination, à des doses représentant le 1/3 du volume de sérum qu'il eût fallu leur injecter. Trois de ces enfants ont été préservés, un a eu une rougeole normale, un une rougeole compliquée de bronchite et de mastoïdite. Nous retrouvons là les mêmes échecs qu'avec la sérum-globuline extraite du sérum des convalescents, et la même conclusion s'impose, que les immunisines ne se retrouvent qu'en partie dans cette sérum-globuline.

Enfin, dans une dernière série d'expériences, nous avons utilisé la sérum-albumine extraite, par la méthode à l'acétone, du sérum d'anciens rougeoleux et ramenée à un volume égal au cinquième du volume initial du sérum. Injectée à 3 enfants, au 1er ou au 2e jour de la contamination, à des doses correspondant au 1/5 du sérum total, elle a donné dans les trois cas une séro-prévention absolue. Là encore, comme dans nos premiers essais, c'est donc la fraction du sérum dite sérum-albumine qui paraît être le support des immunisines antimorbilleuses.

De nos expériences nous pouvons donc conclure que :

par la méthode à l'acétone, la fraction du sérum dite sérum-albumine contient la plus grande partie des immunisines antimorbilleuses ;

la sérum-globuline en contient une quantité beaucoup plus faible ;

l'extraction de la sérum-albumine permet de concentrer les immunisines sous un faible volume, et d'utiliser pour la prévention de la rougeole, en partant du sérum d'anciens rougeoleux, des quantités égales ou légèrement inférieures à celles du sérum de convalescents.

La séance est levée à 15h45m.

A. Lx.

ERRATA.

—

(Séance du 10 novembre 1941.)

Note de M. *Jean Roche* et Mme *Raphaële Martin-Poggi*, Sur les rôles de la vitamine C et de la phosphatase dans la formation de la substance osseuse au niveau des cals de fracture :

Page 670, lignes 6 et 7, *au lieu de* elles n'interviennent plus, *lire* il n'intervient plus....

(Séance du 17 novembre 1941.)

Note de M. *René Retel*, Sur l'emploi de l'alcool éthylique dans les moteurs à injection directe avec allumage commandé :

Page 685, ligne 4, *au lieu de* 75°, *lire* 95°.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de novembre 1941.

Collection nationale. *Zénobe Gramme*, par Jean Pelseneer. Bruxelles, Office de publicité, 1941; 1 fasc. 20^cm^.

Hydraulique générale. Tome I, par Léopold Escande. Toulouse, Édouard Privat, 1941; 1 vol. 24^cm^ (présenté par M. Ch. Camichel).

Les déséquilibres oxybiotiques en Biologie. Rôle des lipides, par Emanuel Revici. Nice, Imprimerie du Sud-Est, 1941; 1 fasc. 24^cm^.

Une page d'histoire des sciences, 1661-1669. — *Vingt-deux lettres inédites d'André de Graindorge à P. D. Huet*, par Léon Tolmer. Caen, Imprimerie Ch. Le Tendre, 1941; 1 fasc. 25^cm^.

Les sols de la France d'Outre-Mer, par Georges Aubert, in *Collection de monographies et mises au point publiées par les Stations et Laboratoires de recherches agronomiques sous la direction de A. Demolon, inspecteur général*. Paris, Imprimerie nationale, 1941; 1 vol. 27^cm^,5.

FIN DU TOME DEUX-CENT-TREIZIÈME.

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

TABLES ALPHABÉTIQUES.

JUILLET — DÉCEMBRE 1941.

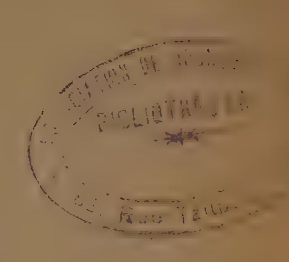


TABLE DES MATIÈRES DU TOME 213.

I. — PARTIE SCIENTIFIQUE.

A

B

C

E

F

G

I

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

U

V

Z

II. — PARTIE ACADÉMIQUE.

A

B

C

D

E

M

N

P

TABLE DES AUTEURS.

A

B

C

D

E

F

G

I

J

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

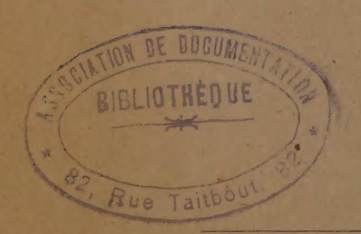
U

V

W

Y

Z



116389 Paris. — Imp. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins.